

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE : DU TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT : D'ELECTRONIQUE

N°:.....



DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIE

FILIERE : ELECTRONIQUE

OPTION : MICROELECTRONIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention du diplôme de Master
Académique

Par : BOUZID Saadi et BOUZID Nadjib

THEME

**Étude des structures plasmoniques MIM pour la
réalisation des capteurs de température**

Soutenu devant le jury composé de :

Pr. KHEDROUCHE Djamel	Université M'sila	Président
Pr. HOCINI Abdesselam	Université M'sila	Rapporteur
Dr. ZOUACHE Tarek	Université M'sila	Examineur

Année universitaire : 2024 / 2025

Résumé

Ce mémoire traite de la conception et de l'optimisation d'un capteur de température basé sur la résonance plasmonique de surface (SPR), utilisant une structure métal-isolant-métal (MIM). Les simulations ont été réalisées à l'aide de la méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain) via le logiciel RSoft/FullWAVE.

L'objectif principal est d'exploiter les propriétés de confinement des modes plasmoniques pour améliorer la sensibilité du capteur. Différentes configurations géométriques ont été étudiées, notamment par l'introduction de cavités résonantes dans la structure. Les résultats obtenus ont montré une amélioration significative de la sensibilité, atteignant jusqu'à 1500 nm/RIU, ce qui confirme la pertinence de l'approche adoptée pour des applications de détection optique de haute précision.

Mots clés : plasmon de surface, capteur de température, structure MIM, méthode FDTD, RSoft, sensibilité, simulation optique.

Summary

This thesis focuses on the design and optimization of a temperature sensor based on surface plasmon resonance (SPR), utilizing a metal-insulator-metal (MIM) waveguide structure. Numerical simulations were conducted using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method via RSoft/FullWAVE software.

The work aims to harness the strong field confinement of plasmonic modes to enhance the sensor's sensitivity. Several geometric configurations, including the integration of resonant cavities, were investigated. The results demonstrated a significant improvement in performance, with sensitivity reaching up to 1500 nm/RIU, confirming the effectiveness of the proposed design for high-precision optical sensing applications.

Keywords: surface plasmon, temperature sensor, MIM structure, FDTD method, RSoft, sensitivity, optical simulation

الملخص:

تعالج هذه المذكرة تصميم وتحسين مستشعر حرارة ضوئي مبني على ظاهرة الرنين البلازموني السطحي (SPR) باستخدام بنية معدن-عازل-معدن (MIM). تم اعتماد المحاكاة العددية باستعمال طريقة الفروق المحدودة في المجال الزمني (FDTD) عبر برنامج RSoft/FullWAVE.

يرتكز العمل على الاستفادة من خصائص الحصر القوي للموجات البلازمونية لرفع حساسية المستشعر. تمت دراسة عدة تشكيلات هندسية عبر إدخال تجاويف رنانة ضمن البنية، وأظهرت النتائج تحسناً كبيراً في الحساسية وصلت إلى 1500 نانومتر/RIU، مما يؤكد فعالية النهج المقترح لتطبيقات الكشف الضوئي عالية الدقة.

الكلمات المفتاحية: البلازمون السطحي، مستشعر الحرارة، بنية MIM ، طريقة FDTD ، الحساسية، المحاكاة البصرية. الطيفية، المحاكاة البصرية.

Remerciements

Au nom d'Allah, le Tout Miséricordieux, le Très Miséricordieux, Louange à Dieu qui permet l'accomplissement de toutes bonnes choses, et je Le remercie pour Sa guidance et Son aide tout au long de ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude au Professeur **Abdesselam HOCINI**, mon superviseur, pour ses précieux conseils, sa patience infinie et son soutien constant durant toute la réalisation de ce mémoire.

Mes remerciements s'adressent aux membres du jury qui ont accepté de juger mon travail, Prof **Djamel Khedrouche** et Dr. **Tarek Zouache**.

Je remercie également les professeurs de l'université : Dr. Ahlam Harhouz, Chabane Rayanne, Mostafa Tabakh, Hadjab Mofdi, E. Bakhti, I. Bouchama, Hamza BenNacer, Farida Kebaili, Hocine Oudira, Mahmoud Drif, ainsi que tout le personnel administratif de l'université, du plus haut au plus bas, pour leur aide et leur encouragement tout au long de mes études.

Mes chers amis à l'université méritent toute ma reconnaissance pour leur soutien et leur encouragement constants.

Mes remerciements vont aussi à mes chers parents, à ma chère épouse, à mes frères et à mes enfants pour leur patience et leur soutien indéfectible, qui ont grandement contribué à la réussite de ce travail.

Je remercie chaleureusement tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce projet, et je prie Dieu de nous accorder à tous la réussite et le bien.

BOUZID Saadi

BOUZID Nadjib

Dédicace

Louange à Dieu, grâce à qui toutes les bonnes choses s'accomplissent. Je Le remercie pour Sa guidance et Son aide tout au long de ce travail.

Je dédie ce travail à mes chers parents, qui ont joué un rôle fondamental dans tout ce que j'ai accompli.

À ma chère épouse, qui a toujours été mon pilier et mon soutien à chaque étape.

À mes enfants bien-aimés : Assil, Oumayma et Wissal, qui sont une source de bonheur et d'inspiration inépuisable dans ma vie.

Sans oublier mes frères et sœurs, qui ont toujours été à mes côtés, avec soutien et encouragement.

Merci à vous tous pour votre patience et votre encouragement continus. Ce succès est grâce à vous.

BOUZID Saadi

Dédicace

Louange à Dieu Tout-Puissant, grâce à qui j'ai pu achever ce travail. Je lui demande de bénir mes efforts.

Je dédie ce travail à mes chers parents, qui ont toujours été un grand soutien et encouragement pour moi.

Et à mes frères, qui ont toujours été mon appui et mon aide tout au long de ma vie.

BOUZID Nadjib

Table des matières

Résumé.....	2
Remerciements	4
Dédicace	5
Dédicace	6
LISTES DES FIGURES.....	10
Liste des Tableaux.....	14
Liste des acronymes et abréviations.....	15
Introduction générale.....	17
I.1 Introduction.....	19
I.2 Historique.....	19
I.3 Définition des plasmons.....	20
I.3.1 Ondes de plasma dans un métal	20
I.3.1.1 Approche de Drude.....	20
I.3.1.2 Propriétés optiques des métaux	22
I.3.1.3 Choix du métal.....	23
I.3.1.4 Intérêt d'utiliser l'argent en plasmonique.....	24
I.3.2 Plasmon-polariton	25
I.4 Les type des plasmons	26
I.4.1 Les plasmons de volume	26
I.4.2 Les plasmons de surface.....	26
I.4.2.1 Types de plasmons de surface	27
I.4.2.2 Conditions d'existence des plasmons de surface.....	29
I.5 Propriétés fondamentales	32
a-Extension spatiale des champs	32
b-Longueur de propagation à l'interface.....	33
I.6 La résonance de plasmons de surfaces.....	33
I.6.1 Le principe.....	33
I.6.2 Relation de dispersion des plasmons de surface	34
I.7 Excitation des plasmons de surface et structures Métal-Isolant-Métal.....	38
I.7.1 Le couplage par prisme	38
Configuration Otto	38
Configuration Kretschmann.....	38
I.7.2 Excitation par un réseau de diffraction	39
I.7.3 Cas particulier des structures Métal-Isolant-Métal	39
I.8 Plasmonique et domaine d'applications.....	41

I.8.1 Détection en microscopie et interfaces de surfaces.....	42
I.8.2 Applications Nanophotonique.....	43
I.8.2.1 Plasmonique et microélectronique.....	43
I.8.2.2 Antennes optiques.....	44
I.8.2.3 L'effet plasmonique pour renforcer l'efficacité des cellules photo	45
I.8.2.4 Analyse spectrale de la résonance plasmon dans une fibre optique	45
I.8.2.5 Détection de biomolécules et les mesures biochimiques.....	47
I.9 Mode de plasmon de surface.....	47
I.10 Les plasmons et la transmission extraordinaire	49
I.10.1 La transmission extraordinaire à travers une couche métallique perforée	49
I.10.2 La transmission extraordinaire à travers une couche métallique continue.....	52
I.11. Conclusion	54
II. Introduction	57
II.1 Les capteurs	57
II.1.1 Définition	57
II.1.2 Classification des capteurs :	58
II.1.2.1 Capteurs passifs :.....	58
II.2. Différents types de capteurs optiques	62
II.3. Rappel de quelques notions théoriques d'optique guidée	63
II.3.1 Guide d'onde optique.....	63
a. FILM METALLIQUE	63
b. RUBAN METALLIQUE.....	66
c. RUBAN DIELECTRIQUE SUR UN FILM METALLIQUE	67
d. GUIDE METAL/DIELECTRIQUE/METAL	67
e. CANAL EN FORME DE SILLON METALLIQUE.....	67
f. Chaînes de nanoparticules métalliques.....	68
II.4 .GÉNÉRALITÉS SUR LES FIBRES OPTIQUES	69
II.5 – CAPTEUR À FIBRE OPTIQUE (CFO)	70
II.5.1. Définition	70
II.5.2 – Avantages des capteurs à fibre optique.....	71
II.5.3 – Architectures des CFO	72
II.5.4 – Configurations des capteurs SPR à base de fibres optiques.....	73
II.6 Conclusion	77
III.1 Introduction	79
III .2.1. Méthode des différences finies temporelles (FDTD).....	79
III .2.2. Principe de base de la méthode FDTD.....	79
III.3. Présentation du logiciel R-soft CAD	80

III.3.1. Définition	80
III.3.2. fullwave	80
III.3.3. Les Étapes de Simulation pour l'Optimisation Numérique du Spectre de Tr	80
III .3.3.1. Détermination des variables	83
III .3.3.2.Réglage Lancer« Edit Launch Field ».....	84
III .3.3.3. Les Moniteurs.....	84
III .3.3.4. Vérifier de structure.....	84
III .3.3.5. Réalisation d'une simulation.....	85
III .3.3.6. Lancement de la simulation.....	86
III .3.3.7. Lecture des résultats	86
III .4. Guide d'onde.....	86
III .4.1. Etude de métal	87
III .4.2. Epaisseur de la guide.....	88
III .5. Présentation de la structure étudiée	88
III .5.1. La première structure :	89
III .5.2. Lancer la simulation.....	89
III.5.3. L'influence de l'ajout d'un rectangulaire sur la structure précédente :	90
III.5.4. L'influence d'ajoutant quatre rectangles sur la structure précédente :.....	91
III.5.5. L'influence d'ajoutant quatre rectangles sur la structure précédente :.....	93
III.6. Analyse de la performance du capteur optimisé en prenant les indices de réfraction	95
III.6.1. Utilisation indices qui dépendent de la température dans le modèle optimisé.....	95
III.6.2. Résultats de la simulation pour divers indices de réfraction	96
III.6.3. Étude des résultats de simulation en utilisant divers indices de réfraction	97
III.6.4 Étude de la sensibilité du capteur	98
III.7. Évaluation de la performance du capteur dans nouvelle plage d'indices de réfraction. 101	
III.7.1 Analyse de la sensibilité	102
III.7.2 Observations	103
III.8. Conclusion.....	103
CONCLUSION GENERALE	104
Bibliographies	105

LISTES DES FIGURES

Figure I.1 Schéma de l'oscillation du nuage électronique dans un métal sous une excitation électromagnétique.	15
Figure I.2 (a)(b) Calcul de la permittivité complexe à partir de (c)(d) l'indice complexe des métaux Ag, Al, Au ...	16
Figure I.3 Longueurs de propagation théorique des plasmons de surface propagatifs à une interface air/métal	20
Figure I.4 Représentation schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons	20
Figure I-5 Oscillation de charges (plasmon de surface)	22
Figure I.6 Schéma illustrant l'action d'un champ électromagnétique sur le plasmon d'une nanoparticule métallique	23
Figure I.7 Représentation d'un (SPP) avec décroissance exponentielle du champ.	24
Figure I.8 Géométrie de l'interface métal diélectrique que nous considérons. La composante transverse ψ du champ est représentée	25
Figure I.9 La formation de l'onde évanescente	29
Figure I.10 Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi	29
Figure I.11 Illustration d'une interface métal diélectrique	30
Figure I.12 Relation de dispersion des plasmons de surface	32 [I.44], [I.11]
Figure I.13 Couplage des plasmons de surface par prisme dans la configuration de (a) Otto et (b) Kretshmann	34 [I.8]
Figure I.14 Dispositifs de couplage pour l'excitation des SPPs. (a) Utilisation d'un réseau de diffraction et (b) son diagramme de dispersion associé	35
Figure I.15 (a)(b) Représentation de plasmons de surface au sein d'une structure Métal-Isolant-Métal	35
Figure I.16 Simulations numériques de la partie réelle de l'indice effectif d'un MIM Au-Air	36
Figure I.17 Répartition au niveau mondial par domaine d'application du nombre de brevets publiés	36
Figure I.18 Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale	38
Figure I.19 (a) Image MEB d'une antenne optique fabriquée par lithographie par faisceau d'électrons et le décollage sur un substrat	40

Figure I.20 Schéma du capteur à fibre optique à plasmon de surface à configuration "optrode" (D'après Jorgenson)	41
Figure I.21 Illustration du capteur complet à fibre optique multimodale (D'après Jorgenson)	41
Figure I.22 Couche de métal de faible épaisseur comprise entre deux couches infinies de diélectriques	42
Figure I.23 Les champs électriques E_z du LRPM et du SRPM pour une couche de métal de permittivité ϵ_m encapsulé dans un diélectrique	43
Figure I.24 Spectre en transmission à travers une couche d'épaisseur 150 nm d'argent	45
Figure I.25 Spectre en transmission en fonction de la longueur d'onde	46
Figure I.26 Spectre en transmission à travers un trou de dimension nanométrique perforant	47
Figure I.27 Schéma de la transmission résonante à travers une couche métallique	48
Figure I.28 Schéma de la réflexion résonante sur une couche diélectrique	48
Figure II.1 Définition d'un capteur	51
Figure II.2 Déplacement du signal SPR avec un changement de l'indice de réfraction du diélectrique n_d	53
Figure II.3 Courbe d'étalonnage d'un capteur	54
Figure II.4 Exemple de linéarisation de caractéristiques	54
Figure II.5 Quelques exemples de grandeurs physiques détectables par des moyens optiques	56
Figure II.6 Film métallique : les plasmons de surface se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques	57
Figure II.7 Allure du champ magnétique H_y pour les modes symétrique et antisymétrique du film métallique	58
Figure II.8 Ruban métallique déposé sur un substrat diélectrique	59
Figure II.9 Ruban diélectrique d'indice ϱ_3 dans un milieu d'indice $\varrho_1 < \varrho_3$	60
Figure II.10 Couche diélectrique entre deux couches métalliques.	61
Figure II.12 Structure inversée du sillon métallique (Wedge channel plasmon polariton)	62
Figure II.13 Chaîne de nanoparticules métalliques déposées sur un substrat diélectrique	62
Figure II.14 Fibre optique formée d'un cœur entouré par une gaine optique	63
Figure II.15 Fibre optique à saut d'indice	63
Figure II.16 CFO dite aussi « biconique » où la zone de détection se situe au milieu de la fibre optique	67

Figure II.17 Illustration d'un CFO « heterocore » formé par le soudage de trois fibres optiques	68
Figure II.18 Illustration d'un CFO ayant sa zone sensible polie sur un seul coté de la fibre optique	68
Figure II.19 Différents clivages et/ou gravures d'extrémité de fibres utilisées comme CFO	69
Figure II.20 Capteur à fibre optique dont la zone sensible est une pointe conique	70
Figure III.1 Fenêtre principale du programme R -Soft CAD	75
Figure III.2 La fenêtre de démarrage (startup Window)	76
Figure III.3 Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit	77
Figure III.4 l'éditeur du Tableau de symbols	77
Figure III.5 Boîte de lancer «Editlanuchfield»	78
Figure III.6 fenêtre de compute material Profile	78
Figure III.8 La fenêtre de paramètres de simulation	79
Figure III.9 Interface complète de la fenêtre de calcul (computation)	80
Figure III.10 Accès aux résultats de simulation via l'outil WinPLOT	80
Figure III.11 guide d'onde plasmonique	81
Figure III.12 Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux	82
Figure III.13 Spectre de transmission pour de différent largueur de guide d'onde	82
Figure III.14 La première structure proposée du capteur	83
Figure III.15 Début de la simulation dans l'interface FullWAVE Field Viewer de RSoft83	
Figure III.16 Spectre de transmission de la structure proposée simulée avec un indice de réfraction $n = 1$	84
Figure III.18 le spectre de transmission de la première et deuxième structure proposée	85
Figure III.19 troisième structure proposée pour améliorer le capteur de température	86
Figure III.20 montre le spectre de transmission comparatif entre la structure 2 et la structure 3	86
Figure III.21 quatrième structure proposée pour améliorer le capteur de température	87
Figure III.22 le spectre de transmission de la troisième et quatrième structure proposée	88
Figure III.23 Spectre de transmission correspondant à la structure optimisée du capteur proposé	88
Figure III.24 Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température	89
Figure III.25 Étapes de l'attribution d'un nouvel indice de réfraction au modèle du capteur	90

Figure III.26 Affichage simultané des courbes à partir des fichiers du moniteur d'onde	90
Figure III.27 Spectres de transmission du capteur simulé pour différentes valeurs de l'indice de réfraction	91
Figure III.28 Agrandissement d'un pic de résonance selon l'indice de réfraction	91
Figure III.29 Évolution spectrale du premier pic de résonance	92
Figure III.30 Évolution spectrale du deuxième pic de résonance	92
Figure III.31 Évolution spectrale du Troisième pic de résonance	93
Figure III.33 Variation de la sensibilité S du capteur en fonction de l'indice de réfraction	93
Figure III.34 Spectres de transmission simulée pour différentes valeurs de l'indice de réfraction	95
Figure III.35 Variation de la sensibilité S (nm/RIU) en fonction de l'indice de réfraction	96

Liste des Tableaux

Tableau I.1 Paramètres du modèle de Drude	17
Tableau I.2 résumé des polarisations transverses électrique et magnétique	33
Tableau I.3 Propriétés modales du plasmon de surface (SPP) et du plasmon Long Range Mode (LRPM)	43
Tableau II.1 Effets utilisés pour les capteurs passifs	52
Tableau III.1 Variation de la sensibilité (S) en fonction de l'indice de réfraction	94

Liste des acronymes et abréviations

Dans ce document, nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

ω_p : Fréquence de plasma.

λ : Longueur d'onde.

λ_m : Longueur d'onde de résonance.

ϵ_m : Permittivité complexe du métal

n : Indice de réfraction.

n_{eff} : Indice de réfraction effectif.

PS : Plasmons de surface.

SPP : Polaritons plasmons de surface.

K : Vecteur d'onde.

k_{spp} : Vecteur d'onde des polaritons plasmons de surface.

TE : Transverse Electrique.

TM : Transverse Magnétique.

L_{spp} : Longueur de propagation.

FOM : Figure de mérite.

FWHM : Largeur à mi-hauteur du pic.

MIM : Métal-Isolant-Métal.

FDTD : Méthode des différences finies temporelles.

PML : Perfectly Matched Layer.

SPR : Résonance de plasmon de surface

LD : Limite de détection.

S : Sensibilité du capteur.



Introduction Générale

Introduction générale

Ces dernières décennies ont été marquées par une évolution rapide des technologies photoniques et des capteurs optiques, notamment grâce aux avancées dans le domaine de la plasmonique. En particulier, la résonance des plasmons de surface (SPR - Surface Plasmon Resonance) s'est imposée comme une technique de détection extrêmement sensible, capable de sonder des variations infimes de l'indice de réfraction à l'échelle nanométrique [1]. Cette capacité unique en fait une technologie de choix pour le développement de capteurs optiques à haute résolution, notamment dans les domaines biomédicaux, environnementaux et industriels.

Dans ce contexte, le présent mémoire s'articule autour de trois chapitres complémentaires qui convergent vers un objectif commun : la conception, la modélisation et l'optimisation d'un capteur de température basé sur une structure plasmonique avancée.

Le Chapitre I est consacré à l'étude théorique des plasmons de surface. On y présente les fondements physiques de ces excitations collectives, les conditions nécessaires à leur génération à l'interface métal-diélectrique, ainsi que les propriétés qui les rendent particulièrement intéressantes pour l'amplification des interactions lumière-matière. [2]

Le Chapitre II s'intéresse aux architectures des capteurs SPR, avec un accent particulier sur les structures de type métal-isolant-métal (MIM). Ces dernières offrent un compromis idéal entre confinement électromagnétique, compacité et distance de propagation. À travers l'étude des guides d'ondes plasmoniques et des configurations à fibre optique, nous mettons en évidence les avantages des structures MIM pour améliorer la sensibilité et la sélectivité des dispositifs de détection. [3]

Enfin, le Chapitre III repose sur une approche de simulation numérique rigoureuse, basée sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), mise en œuvre à l'aide du logiciel RSoft/FullWAVE. Cette section vise à analyser, par modélisation paramétrique, l'impact des modifications géométriques (ajout de cavités, variation des matériaux, épaisseur du guide, etc.) sur la performance du capteur. Les résultats obtenus permettront de quantifier la sensibilité spectrale et d'identifier la configuration optimale pour une détection thermique de haute précision. [4]

À travers cette étude, nous ambitionnons de contribuer à l'amélioration des capteurs plasmoniques en proposant une conception innovante et performante, adaptée aux exigences des systèmes optiques intégrés modernes.

CHAPITRE I

INTRODUCTION AUX PLASMONS DE

SURFACE ET A LA PLASMONIQUE

I.1 Introduction

La notion de plasmon de surface concerne le mode électromagnétique qui se propage à l'interface d'un conducteur et d'un diélectrique. Il est caractérisé par des propriétés spécifiques qui lui confèrent un intérêt considérable dans le développement des nouveaux matériaux optoélectroniques. Son confinement aux interfaces diélectrique-métal le rend très sensible aux modifications de la surface et permet ainsi une manipulation simple par structuration des matériaux [5]. Les notions fondamentales nécessaires à la compréhension des plasmons de surface seront développées dans le premier chapitre avec leurs différents modes d'observation et de couplage.

I.2 Historique

1902 : La découverte des plasmons de surface est attribuée à R.W. Wood. En analysant le spectre lumineux d'une source continue de lumière blanche à l'aide d'un réseau de diffraction en réflexion, il observe des bandes sombres fines apparaissant dans le spectre diffracté. [6]

1940 : U. Fano, à travers la théorie vectorielle, apporte une explication théorique à ces anomalies observées par Wood, en les associant à l'existence d'ondes de surface (plasmon de surface) supportées par le réseau. [7]

1965 : A. Hessel et A.A. Oliner développent une théorie plus générale concernant les anomalies de Wood pour les réseaux métalliques, les interprétant comme des résonances dues au couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau.

1968 : Otto démontre que ces ondes de surface peuvent être excitées grâce à la technique de réflexion totale atténuée [8]. La même année, Kretschmann et Raether confirment ces résultats par une autre configuration expérimentale basée sur la même méthode. [9]

1983 : Marquant une étape majeure pour les applications pratiques des plasmons de surface, Nylander et Liedberg utilisent pour la première fois la configuration de Kretschmann afin de détecter des gaz et des biomolécules. [10]

1990 : Apparition des premières entreprises spécialisées dans la commercialisation d'instruments basés sur la résonance plasmonique de surface (SPR), comme Biacore International. [11]

Aujourd'hui, l'utilisation des plasmons de surface suscite un intérêt majeur, notamment dans la conception de capteurs de température basés sur des structures plasmoniques métal-isolant-métal (MIM). Grâce à la sensibilité élevée de la résonance des plasmons de surface (SPR) aux variations d'indice de réfraction et aux propriétés optiques des matériaux, il est possible de détecter avec précision de faibles changements de température. [1] Ces capteurs

exploitent les modifications des caractéristiques plasmoniques induites par la température, offrant ainsi des performances accrues pour la mesure thermique à l'échelle microscopique

I.3 Définition des plasmons

Identiques à leurs cousins macroscopiques, au niveau des structures atomiques et cristallographiques, les objets nanométriques métalliques offrent de surprenantes propriétés optiques découlant de leurs petites tailles et de leur forme. Le principal mécanisme que nous décrivons ici est l'interaction de nano-objets métalliques avec la lumière. Lors de l'éclairement des nanoparticules, nous remarquons qu'elles absorbent une partie du rayonnement lumineux incident. Cette lumière engendre l'oscillation collective des électrons libres du métal. Le métal peut ainsi être considéré comme un plasma dans lequel les électrons se déplacent librement dans une matrice d'ions positifs. [12]

I.3.1 Ondes de plasma dans un métal

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec un métal, les électrons de la bande de conduction se mettent à osciller. Ils sont soumis à la force de Lorentz et se déplacent dans la matrice d'ions positifs. En supposant ces ions fixes car infiniment plus gros que les électrons, le décalage du centre de masse des charges électriques négatives (électrons de conduction) suite à l'excitation lumineuse, entraîne une force de rappel vers son point d'origine. Sans dissipation, l'oscillation est harmonique et de fréquence " ω_p " dite pulsation plasma. [13]

I.3.1.1 Approche de Drude

Afin d'appréhender cette oscillation et ses conséquences, nous allons rapidement décrire le modèle de Drude. La charge " q " des électrons est $q = -e$. La force de Lorentz exercée sur eux par le champ électrique \vec{E} s'écrit donc : [14]

$$\vec{F} = -e \cdot \vec{E} \quad (I.1)$$

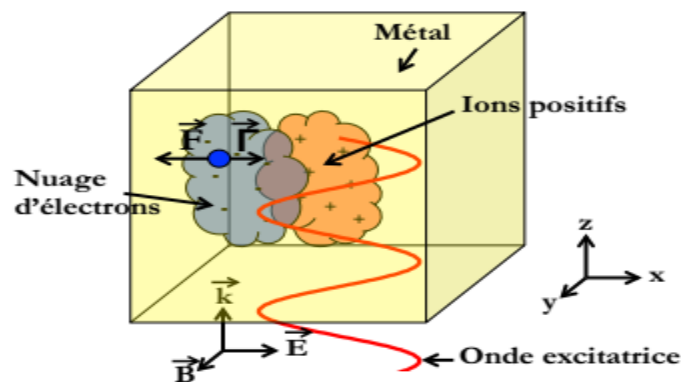


Figure I.1 Schéma de l'oscillation du nuage électronique dans un métal sous une excitation électromagnétique. Les électrons sont soumis à deux forces : la force de Lorentz \vec{F} et une force d'amortissement $\vec{\Gamma}$

La force de Lorentz induit un déplacement du nuage d'électrons. Lors de son déplacement, les électrons peuvent entrer en collision les uns les autres, créant un amortissement visqueux. Il est lié à la probabilité de rencontre " Υ " créant des couplages électron/électron ou des couplages électron/phonon, à la masse " m " et à la vitesse d'oscillation \vec{v} des électrons. Cette force est notée \vec{T} , est dirigée dans la direction opposée à la force de Lorentz (figure 1.1) et a pour équation :

$$\vec{T} = m \cdot \Upsilon \cdot \vec{v} \quad (\text{I.2})$$

Avec Υ défini par la loi de Matthiessen

$$\Upsilon = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-phonon}} + \frac{1}{\tau_{e-défauts}} + \frac{1}{\tau_{e-surface}} \quad (\text{I.3})$$

Il a été démontré que l'oscillation des électrons soumis à un champ électrique crée un champ de polarisation \vec{P} défini par l'équation :

$$\vec{P}(t) = \frac{-N \cdot e^2}{m \cdot (\omega^2 + i \cdot \Upsilon \cdot \omega)} \cdot \vec{E}(t) \quad (\text{I.4})$$

Avec " N " la densité de charge. La susceptibilité électrique " χ " découle de cette équation et est définie par les équations suivantes :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (\text{I.5})$$

$$\chi = \frac{-N \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m \cdot (\omega^2 + i \cdot \Upsilon \cdot \omega)} \quad (\text{I.6})$$

La susceptibilité électrique est une valeur définissant la polarisation induite par un champ électrique dans un matériau donné. Dans le cas d'un champ électrique d'intensité faible, nous pouvons approximer l'indice de réfraction du milieu considéré par l'expression suivante :

$$n = \sqrt{1 + Re(\chi)} \quad (\text{I.7})$$

Posons :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m}} \quad (\text{I.8})$$

Nous pouvons alors réécrire l'équation (1.6) en fonction de la pulsation plasma :

$$\chi = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i \cdot \Upsilon \cdot \omega} \quad (\text{I.9})$$

Enfin, nous définissons la permittivité complexe ϵ_m du métal par l'équation suivante :

$$\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i \cdot \Upsilon \cdot \omega} = 1 + \chi \quad (\text{I.10})$$

Soit d'après l'équation (1.7) :

$$n = \sqrt{\epsilon_m} \quad (\text{I.11})$$

La permittivité complexe " ϵ_m " décrit la réponse d'un matériau à un champ électrique et est une valeur complexe pouvant être scindée en deux parties, notées ϵ_m' et ϵ_m'' pour respectivement la partie réelle et la partie imaginaire. Nous obtenons alors : **[14]**

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_m'(\omega) + i\varepsilon_m''(\omega) \quad (\text{I.12})$$

I.3.1.2 Propriétés optiques des métaux

Les métaux comme l'or (Au), l'argent (Ag), le cuivre (Cu) et l'aluminium (Al) sont caractérisés par une forte présence d'électrons libres à l'origine de leurs propriétés de conduction électrique et thermique. La réponse optique des métaux est fortement dépendante de la fréquence de l'onde électromagnétique incidente : réfléchissant et peu absorbant dans le visible/proche-infrarouge et transparent dans l'ultraviolet. Il est alors beaucoup moins évident de relier la réponse optique (constantes n_m et k_m) des métaux aux électrons. Pour résoudre ce problème, le métal est assimilé à un gaz ou un plasma froid d'électrons caractérisé par la pulsation plasma ω_p . [13]

On peut également définir une longueur d'onde plasma $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$. Les valeurs de ω_p et λ_p des métaux sont répertoriées dans la Table I.1.

Table I.1 Paramètres du modèle de Drude : fréquences plasma, longueurs d'onde plasma et temps de relaxation de l'Ag, Au, Al et Cu.

	ω_p (rad/s)	λ_p (nm)	τ_0 (fs)
Argent	$1.36 \cdot 10^{16}$	138	31
Or	$1.35 \cdot 10^{16}$	139	9.3
Aluminium	$2.58 \cdot 10^{16}$	73	2.1
Cuivre	$1.64 \cdot 10^{16}$	114	6.9

Table I.1 Paramètres du modèle de Drude.

Cependant, la modélisation complète de la réponse optique du métal est difficile compte tenu des particularités d'un solide : réseau d'ions positifs quasi-statique, surfaces à l'air libre, collisions... Le modèle de Drude permet alors d'établir une expression reliant la permittivité complexe ε_m du métal aux deux paramètres que sont ω_p et la durée moyenne des collisions τ_0

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau_0} \quad (\text{I.13})$$

[13]

Avec ω la fréquence de l'onde incidente et τ_0 le temps moyen entre deux collisions, appelé aussi temps de relaxation (valeurs répertoriées dans la Table I.1).

La permittivité ε_m possède une partie réelle ε_m' et une partie imaginaire ε_m'' , qui sont liées aux constantes optiques du métal n_m et k_m :

$$\varepsilon_m' = 1 - \frac{\omega_p^2 \cdot \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_0^2} = n_m^2 - k_m^2 \quad (\text{I.14})$$

$$\varepsilon_m'' = \frac{\omega_p^2 \cdot \tau_0}{\omega(1 + \omega^2 \tau_0^2)} = 2n_m k_m \quad (\text{I.15})$$

Les permittivités complexes mesurées de l'Ag, l'Al, l'Au et du Cu sont représentées en figure I.2. Le coefficient k_m des métaux augmente avec la longueur d'onde, ce qui est en accord avec le comportement du métal (absorbant dans le proche-infrarouge). Le pic de l'indice de réfraction n_m à 800 nm de l'aluminium correspond à une transition inter bande [13]. On peut également citer le modèle de Drude simplifié qui néglige les pertes dans le métal (pas de collision). Le temps moyen τ_0 entre deux collisions est considéré infini et la permittivité est alors purement réelle :

$$\varepsilon_m \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (\text{I.16})$$

$$\varepsilon_m \approx 1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2} \quad (\text{I.17})$$

Le modèle de Drude simplifié est par ailleurs facilement abordable pour expliquer la réponse optique du métal : par exemple ε_m tend vers 1 (matériau transparent) pour un rayonnement ultraviolet extrême tel que $\lambda \ll \lambda_p$. En atteignant le visible/proche-infrarouge tel que $\lambda \gg \lambda_p$, la permittivité ε_m devient négative et traduit les phénomènes de réfraction dans ce domaine spectral.

Lorsque ce plasma d'électrons oscille à une interface Métal-Diélectrique (MI pour Métal-Isolant) et interagit avec une onde incidente sous certaines conditions, une onde électromagnétique peut se propager le long de l'interface : on parle alors de résonance de plasmon de surface. [1]

I.3.1.3 Choix du métal

Le choix du métal joue un rôle très important dans l'excitation des plasmons de surface. Notre travail consistant à la mise au point d'un système optique de résonance plasmons de surface SPR, nous ne pouvons utiliser que des métaux ayant des résonances plasmon dans une gamme de longueurs d'onde convenable (la gamme du visible et proche infrarouge). Cela laisse disponibles des métaux tels l'or, l'argent, le cuivre ou l'aluminium. La figure suivante montre le calcul de la permittivité complexe ($\varepsilon'_m, \varepsilon''_m$) à partir de l'indice complexe (n_m, k_m) des métaux Ag, Al, Au et Cu. [13]

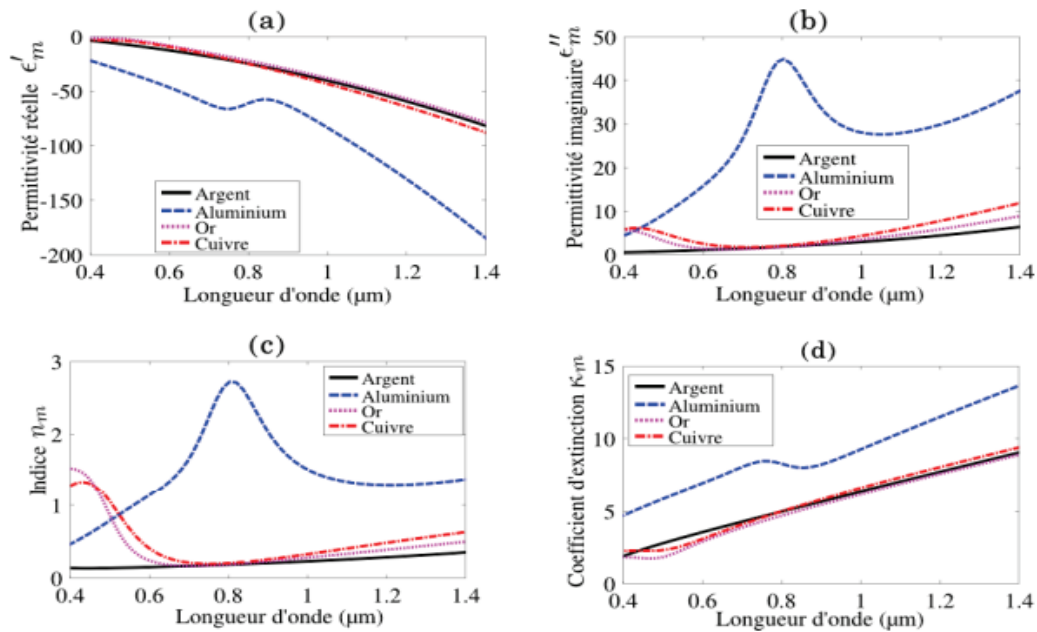


Figure 1.2 (a)(b) Calcul de la permittivité complexe à partir de (c)(d) l'indice complexe des métaux Ag, Al, Au et Cu.

I.3.1.4 Intérêt d'utiliser l'argent en plasmonique

En plasmonique, l'or et l'argent sont les métaux privilégiés car ils supportent des plasmons de surface dans le visible, avec une permittivité diélectrique réelle négative et des pertes faibles, permettant ainsi de longues longueurs de propagation. Comparativement, l'argent offre des performances supérieures : ses plasmons ont des longueurs de propagation théoriques environ dix fois plus grandes que celles de l'or, et il permet d'exciter des plasmons à des énergies plus élevées (jusqu'à 3,8 eV contre 2,5 eV pour l'or), offrant une résonance plus étroite et une meilleure sensibilité. [13], [15]

Cependant, la durabilité de ces métaux diffère. L'or, avec un potentiel standard Au^{3+}/Au de 1,52 V, est chimiquement très stable, résistant à l'oxydation même en présence d'eau et d'oxygène. L'argent, malgré son statut de métal noble, a un potentiel standard Ag^+/Ag de 0,8 V, ce qui le rend susceptible à l'oxydation en présence d'oxygène dissous, entraînant une dégradation rapide des performances dans l'air. Le choix entre or et argent dépend donc d'un compromis entre performance plasmonique (favorisant l'argent) et stabilité chimique (favorisant l'or). [13]

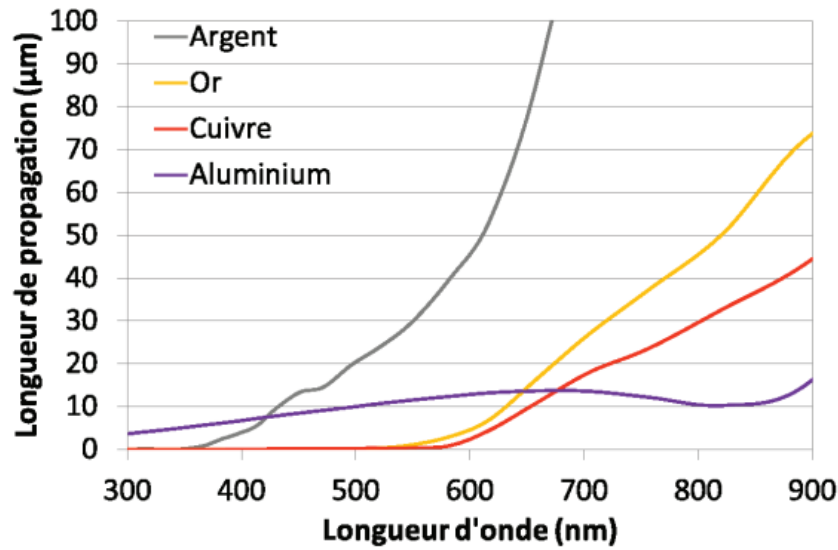


Figure I.3 Longueurs de propagation théoriques des plasmons de surface propagatifs à une interface air/métal pour quatre métaux supportant des plasmons de surface dans le domaine du visible (Argent : gris, Or : jaune, Cuivre : rouge, Aluminium : violet). Les valeurs sont calculées à partir des données de Johnson et Christy pour Ag, Au et Cu et Rakic pour Al

I.3.2 Plasmon-polariton

Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique, un couplage entre ce champ et la polarisation locale induite dans le matériau peut se produire. Cette excitation couplée est appelée polariton. Lorsque le système polarisable est un gaz d'électrons libres, c'est-à-dire lorsque ce matériau est un métal ou présente un caractère métallique, le couplage qui se produit avec les oscillations électroniques collectives et quantifiées. On utilise alors le terme de plasmon-polariton. [13]

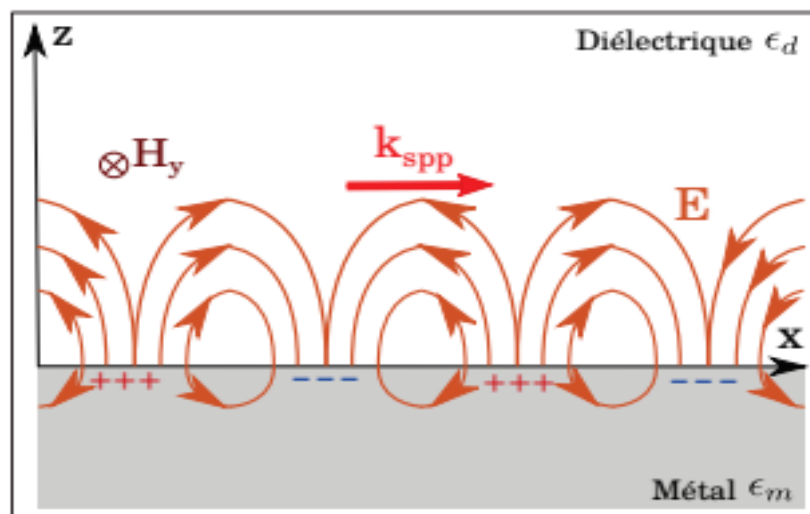


Figure I.4 Représentation schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal.

I.4 Les type des plasmons

Dans la littérature, on distingue différents types de plasmons, à savoir les plasmons de volume, de surface (localisés et délocalisés). [13]

I.4.1 Les plasmons de volume

Les plasmons de volume sont des oscillations de plasma quantifiées dans le volume d'un métal. Ces oscillations sont dues à l'existence de fluctuations spatiales et temporelles de la densité moyenne des charges dans le métal. Le quantum d'énergie associé à une oscillation élémentaire et qui constitue le plasmon de volume est défini par l'équation (I.18)

$$\hbar\omega_p = \hbar \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_0}} \quad (\text{I.18})$$

Cette valeur de l'énergie plasmon est donc différente suivant le métal considéré, par exemple,

Pour l'argent : $\hbar\omega_p = 8980$ meV.

Pour l'or : $\hbar\omega_p = 9030$ meV.

Les plasmons de volume peuvent être excités lorsqu'un électron traverse un film mince métallique ou se réfléchit sur ce film, mais ne peuvent pas se coupler avec la lumière. [13], [15] Il est à noter que les excitations de volume ne font pas l'objet de la présente étude. Notre étude est restreinte uniquement aux plasmons de surface.

I.4.2 Les plasmons de surface

Une extension importante de la physique des plasmons est le concept de plasmon de surface. La théorie de Maxwell montre que des ondes électromagnétiques peuvent se propager à l'interface entre un métal de fonction diélectrique complexe et un diélectrique de permittivité réelle. Ces ondes sont associées à des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal, on les appelle les plasmons de surface. [13], [1] Ce sont à la fois une excitation collective des électrons et une onde électromagnétique existant à la surface du métal. On parle parfois de polaritons plasmons de surface (SPP) pour faire référence à cette nature hybride. Le maximum d'intensité du champ associé à cette onde se trouve à l'interface métal-diélectrique et décroît ailleurs. Autrement dit, le champ électromagnétique évolue de part et d'autre des deux milieux dans une décroissance exponentielle suivant la direction perpendiculaire à l'interface, ce qui fait le caractère évanescent des ondes de surface. La figure (I.5) est une représentation schématique des oscillations de charges présentant la dépendance exponentielle du champ électrique associé au plasmon de surface.

La particularité d'évanescence liée aux SPP est que le champ EM décroît exponentiellement dans la direction perpendiculaire des deux milieux de l'interface, ce qui est une caractéristique spécifique des ondes SPP telle que le champ prend une intensité maximale

sur l'interface. Et comme illustrée par la figure. I.5, une onde électromagnétique piégée au voisinage d'une surface métallique interagit seulement à une certaine profondeur de pénétration due au phénomène de dissipation d'énergie mesurable intrinsèquement selon les fonctions optiques du métal. [1]

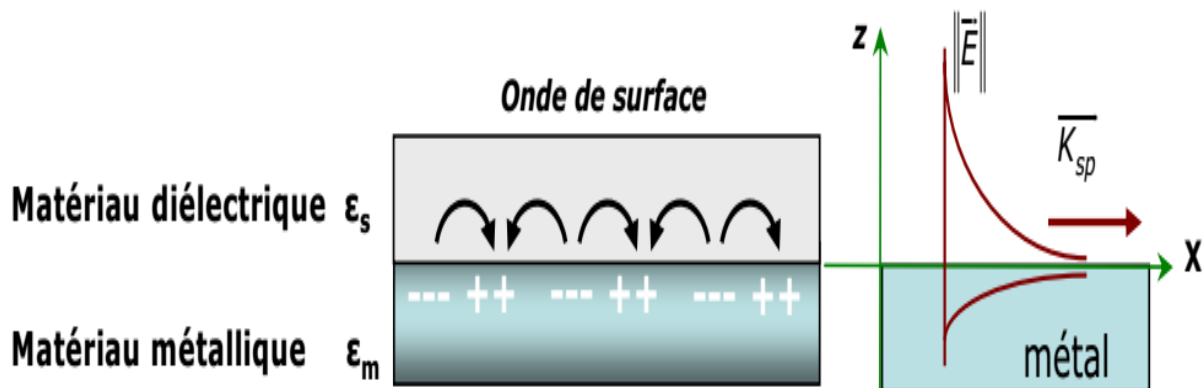


Figure I-5 Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique.

La décroissance exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.

I.4.2.1 Types de plasmons de surface

Les plasmons de surface peuvent être divisés en deux types, suivant leur distance de propagation : les plasmons de surface localisés et les plasmons de surface délocalisés ou étendus. [13]

a. Les plasmons de surface localisés

Un des aspects les plus intéressants des nanoparticules métalliques est que leurs propriétés optiques dépendent fortement de leur taille. Éclairé en lumière blanche, l'or massif "brille" d'une teinte jaune (en réflexion) tandis qu'une lame de verre couverte d'un film mince d'or apparaît bleu (en transmission). En outre, la couleur d'une solution colloïdale d'or varie continûment du bleu à l'orange, en passant par différentes teintes pourpres et rouges, lorsque la taille des nanoparticules est réduite jusqu'à 3 nm. [14]

Lorsque leur taille est petite devant la longueur d'onde, les propriétés optiques des nanoparticules métalliques sont dominées par l'oscillation collective des électrons de conduction (plasmon de surface localisé) induite par interaction avec un rayonnement électromagnétique.

Le champ électrique du rayonnement incident induit la formation d'un dipôle dans la nanoparticule. Une force de rappel s'oppose alors aux déplacements des électrons par rapport au centre de la particule (confinement spatial). Comme pour un oscillateur harmonique mécanique [13], [14], l'oscillation des charges dans la nanoparticule est résonante pour une certaine fréquence d'excitation (résonance plasmon). Seuls les métaux possédant des électrons libres (essentiellement l'or, argent, le cuivre, et les métaux alcalins) possèdent des résonances plasmons dans le spectre visible et présentent pour cette raison de telles couleurs intenses. La fréquence de résonance plasmon est déterminée par la force de rappel des électrons de conduction, laquelle dépend d'un grand nombre de paramètres tels que la composition, la taille et la forme des particules. [14]

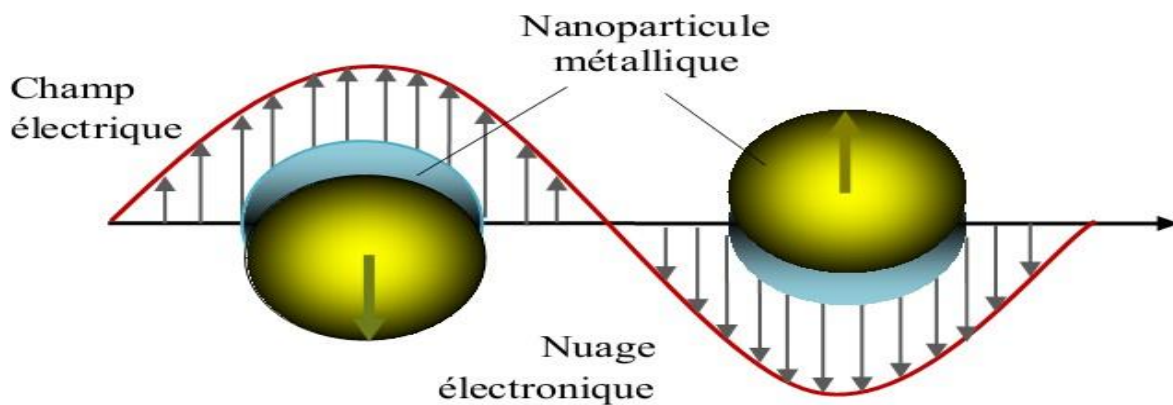


Figure I. 6 : Schéma illustrant l'action d'un champ électromagnétique sur le plasmon d'une nanoparticule métallique, montrant le déplacement du nuage électronique par rapport au centre de la nanoparticule.

b. Les plasmons de surface délocalisés

Une extension importante de la physique des plasmons est le concept de plasmon de surface. La théorie de Maxwell montre que des ondes électromagnétiques peuvent se propager à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ces ondes sont associées à des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal, on les appelle les plasmons de surface. Ce sont à la fois une excitation collective des électrons et une onde électromagnétique existant à la surface du métal. Le maximum d'intensité du champ associé à cette onde se trouve à l'interface métal-diélectrique. Le champ électromagnétique décroît exponentiellement dans les deux milieux suivant les directions perpendiculaires à l'interface, ce qui est une caractéristique des ondes de surface. [13]

Figure I.7 est une représentation schématique des oscillations de charges et présente la dépendance exponentielle du champ électrique associé. Ces modes de surface ont été étudiés

historiquement tout d'abord par spectroscopie de perte d'énergie d'électrons puis par interaction avec la lumière. [17]

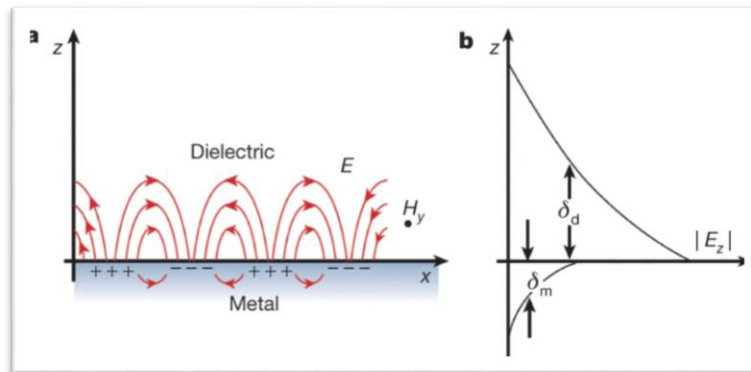


Figure I.7 Représentation d'un plasmon de surface délocalisé (SPP) avec décroissance exponentielle du champ.

I.4.2.2 Conditions d'existence des plasmons de surface

Pour déterminer les composantes du champ électromagnétique associé au plasmon de surface, nous modélisons le métal comme un milieu diélectrique de constante diélectrique ϵ_m .

Dans le modèle de Drude, le constant diélectrique du métal est donnée par $\epsilon_m = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}$ où ω_p est la pulsation des plasmons de volume (c'est une valeur caractéristique du métal). [13]

Cette constante est négative pour une pulsation ω inférieur à ω_p . Cependant, ce modèle ne rend pas compte de toute la complexité du métal, nous avons utilisé pour nos calculs une constante diélectrique complexe de la forme $\epsilon_m = \epsilon_m' + \epsilon_m''$ où ϵ_m' est négatif

Considérons donc les plasmons de surface comme une onde électromagnétique se propageant à l'interface plane entre un milieu diélectrique et un métal. La pulsation ω de cette onde est liée au vecteur d'onde k par une relation de dispersion caractéristique. [13]

Nous allons chercher dans cette partie à trouver les conditions d'existence des plasmons de surface à partir des équations de Maxwell, et des conditions à la limite entre les deux milieux. Nous considérons deux milieux semi-infinis, l'un constitué d'un milieu diélectrique et l'autre d'un métal. Dans un premier temps nous considérerons un métal parfait non absorbant $\epsilon_m'' = 0$. La figure. I.8 présente le schéma du système, le plan xoy est défini comme celui de l'interface et la direction z est perpendiculaire à celle-ci. Le plasmon se propage selon la direction x, cela signifie que le système est invariant selon y. [17]

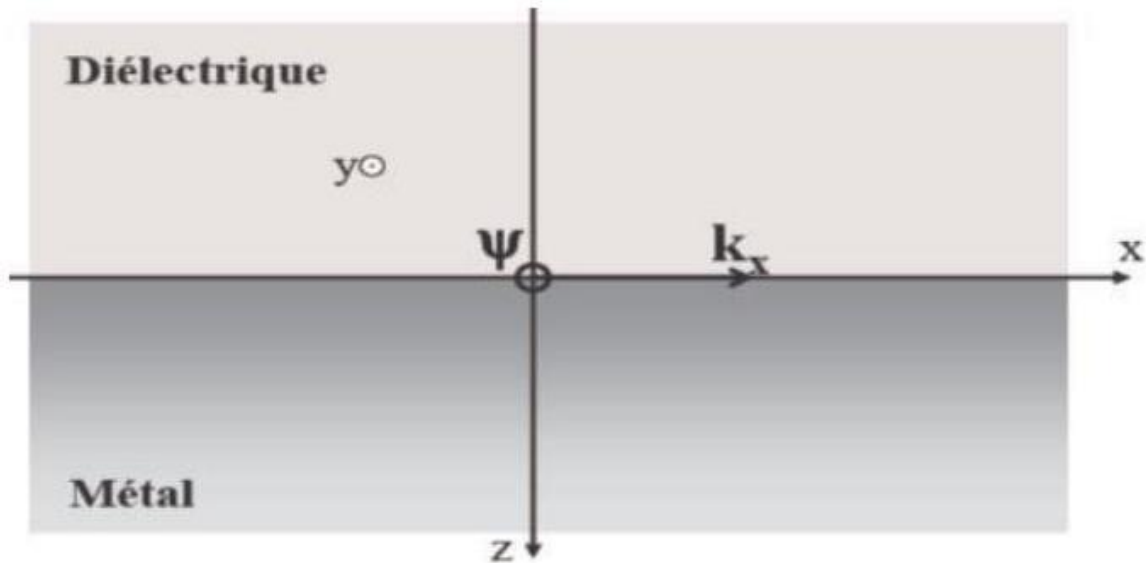


Figure I.8 : Géométrie de l'interface métal diélectrique que nous considérons. La composante transverse ψ du champ est représentée, elle correspond à l'équation I.19.

Dans ces conditions, si l'on considère une onde polarisée linéairement TE ou TM, nous définissons ψ_j comme étant la composante transversale du champ :

$$\psi_j = \begin{cases} E_{jy} & \text{cas TE} \\ H_{jy} & \text{cas TM} \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

Où $j = d; m$ pour signifier le milieu diélectrique ou le métal. Nous considérerons dans tout le calcul la dépendance des ψ_j avec le temps t en $e^{i\omega t}$, les relations de Maxwell aboutissent alors à l'équation de propagation :

$$\Delta\psi_j + \frac{\omega^2}{\psi_j c^2} \epsilon_j = 0 \quad (\text{I.20})$$

[1]

Où ϵ_j est le constant diélectrique du milieu j . Nous savons que le champ ψ_j est évanescant dans la direction z dans les deux milieux, nous cherchons donc une solution qui traduise cette évanescence, sous la forme :

$$\psi_m = A_m e^{\alpha_m z} e^{i(k_x x - \omega t)} \quad \text{Dans le métal pour } z < 0 \quad (\text{I.21.a})$$

$$\psi_d = A_d e^{-\alpha_d z} e^{i(k_x x - \omega t)} \quad \text{Dans le diélectrique pour } z > 0 \quad (\text{I.21.b})$$

Où les α_j sont des constantes positives, pour prendre en compte l'évanescence, et k_x n'est pas un imaginaire pur pour traduire la propagation selon la direction x . Intéressons-nous maintenant aux conditions à la limite entre les deux milieux. Dans le cas de l'onde polarisée TE, ces conditions se traduisent par les relations :

$$\left. \frac{\partial E_d}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial E_m}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (\text{I.22.a})$$

$$E_d|_{z=0} = E_m|_{z=0} \quad (\text{I.22.b})$$

En remplaçant E_j dans ces relations par les valeurs des relations (21.a et b) nous obtenons les relations suivantes :

$$-\alpha_d A_d = \alpha_m A_m \quad (\text{I.23})$$

$$A_d = A_m$$

On obtient ainsi $\alpha_m = -\alpha_d$ ce qui est impossible puisque les α_j sont positifs. Ceci démontre que les plasmons de surface ne peuvent exister en mode TE. [2]

Dans le cas d'une onde polarisée en mode TM, les conditions à l'interface s'expriment comme :

$$\frac{1}{\varepsilon_d} \frac{\partial H_d}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\varepsilon_m} \frac{\partial H_m}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (\text{I.24})$$

$$H_d \Big|_{z=0} = H_m \Big|_{z=0}$$

De même, nous obtenons les relations entre les α_j et A_j :

$$-\frac{\alpha_d A_d}{\varepsilon_d} = \frac{\alpha_m A_m}{\varepsilon_m} \quad (\text{I.25})$$

$$A_d = A_m$$

Il vient donc :

$$\frac{\alpha_d}{\varepsilon_d} = -\frac{\alpha_m}{\varepsilon_m} \quad (\text{I.26})$$

Et puisque α_m et α_d sont positifs, cette relation impose que $\varepsilon_d \varepsilon_m < 0$. [3] Ces ondes électromagnétiques de surface, les plasmons, ne peuvent donc exister qu'à l'interface entre deux milieux de constants diélectriques opposés. Cette condition est vérifiée entre un diélectrique ($\varepsilon_d > 0$) et un métal ($\varepsilon_m < 0$). Ils existent uniquement en polarisation TM et dans la suite des calculs nous ne prendrons plus en compte que le cas $\psi_j = H_j$.

En remplaçant les H_j obtenus (relation (I.21 a b)) dans l'équation de propagation (I.20), nous obtenons :

$$-\alpha_j^2 k_x^2 = \varepsilon_j \frac{w^2}{c^2} \quad (\text{I.27})$$

En utilisant dans cette équation le résultat de la relation de continuité (I.26), il vient alors:

$$k_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right)^{1/2} \quad (\text{I.28})$$

[4]

C'est le vecteur d'onde propagatif du plasmon dans la direction x, sur la surface métallique. Nous considérons maintenant une partie dissipative du plasmon de surface en tenant compte de la partie imaginaire de la constante diélectrique du métal. Le vecteur d'onde k_x du plasmon de surface est alors un nombre complexe, $k_x = k'_x + ik''_x$ (où les k'_x et k''_x sont des nombres réels). En considérant $|\varepsilon'_m| \gg \varepsilon''_m$, nous obtenons alors :

$$k'_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{1/2} \quad (\text{I.29})$$

$$k''_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''_m}{2(\varepsilon'_m)^2} \quad (\text{I.30})$$

Pour que k'_x soit réel, il faut que

$$\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} > 0 \quad (\text{I.31})$$

C'est-à-dire $\varepsilon_d < -\varepsilon'_m$ (avec $\varepsilon'_m < 0$)

Cette condition est plus restrictive que l'inéquation $\varepsilon_d \varepsilon_m < 0$ donnée précédemment, et est également vérifiée dans le cas d'une interface métal-diélectrique.

Nous venons ainsi de donner les conditions d'existence du plasmon de surface. À partir des composantes calculées des champs électromagnétiques associés aux plasmons de surface, nous allons donner des ordres de grandeur des distances associées à ces modes, ainsi que quelques propriétés physiques caractéristiques. [6]

I.5 Propriétés fondamentales

a-Extension spatiale des champs

D'après ce qui précède, le champ magnétique du plasmon de surface dans les deux milieux s'écrit :

$$H_m = H_0 e^{\alpha_m z} e^{i((kx'_x + ik''_x)x - wt)} \quad (\text{I.32.a})$$

$$H_d = H_0 e^{\alpha_d z} e^{i((kx'_x + ik''_x)x - wt)} \quad (\text{I.32.b})$$

Les termes en $e^{\pm \alpha_j z}$ traduisent l'évanescence dans les deux milieux. Les profondeurs de pénétration du champ dans les deux milieux sont caractérisées par la longueur $z_j = 1/\alpha_j$. Les z_j sont représentés sur la figure 1.8. D'après les équations (1.27) et (1.28), nous trouvons après calcul les valeurs des α_j :

$$\alpha_m = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon_m'^2}{|\varepsilon'_m + \varepsilon_d|} \right)^{1/2} \quad \alpha_d = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon_d'^2}{|\varepsilon'_m + \varepsilon_d|} \right)^{1/2} \quad (\text{I.33})$$

Il vient alors :

$$\text{dans le milieu métallique } \varepsilon_m \quad \tilde{z}_m = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{|\varepsilon'_m + \varepsilon_d|}{\varepsilon_m^2} \right)^{1/2}$$

$$\text{dans le milieu diélectrique } \varepsilon_d \quad \tilde{z}_d = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{|\varepsilon'_m + \varepsilon_d|}{\varepsilon_d^2} \right)^{1/2}$$

Pour le couple air-argent, $\tilde{z}_{\text{air}} = 262$ nm et $\tilde{z}_{\text{Ag}} = 39$ nm pour une longueur d'onde de 590 nm. Dans le cas d'une interface PVA-argent (le PVA étant une matrice polymère que nous

serons amenés à utiliser), $\tilde{z}_{PVA} = 169$ nm et $\tilde{z}_{Ag} = 40$ nm pour la même longueur d'onde. Ces grandeurs traduisent la pénétration du champ dans les deux milieux, que l'on appelle l'épaisseur de peau du plasmon de surface. Elles définissent également la profondeur à laquelle les plasmons sont susceptibles d'interagir avec la couche diélectrique. De plus, la relation de dispersion du plasmon sera très sensible à la modification de l'indice sur la distance correspondant à la profondeur de pénétration, et donc à la présence et à l'épaisseur d'une couche diélectrique à la surface du métal.

b-Longueur de propagation à l'interface

Dans la relation (I.32.a,b), le terme en $e^{-k''_x x}$ traduit l'atténuation dans la direction de propagation x . L'intensité des plasmons de surface se propageant le long de l'interface plane, décroît en $e^{-2k''_x x}$. La longueur L_i caractérisant l'absorption des plasmons dans le métal est donc donnée par :

$$L_i = \frac{1}{2k''_x} = \frac{c}{w} \left(\frac{\epsilon'_m + \epsilon_d}{\epsilon'_m \epsilon_d} \right)^{3/2} \frac{(\epsilon_m)''^2}{\epsilon'_m} \quad (\text{I.34})$$

Dans le domaine de longueur d'onde du visible, L_i atteint une longueur de l'ordre de quelques dizaines de μm dans l'argent. Pour une longueur d'onde de 590 nm, nous trouvons pour une interface Ag -air $L_i = 52.9 \mu\text{m}$, et dans le cas d'une interface PVA-Ag $L_i = 10.6 \mu\text{m}$. [13], [18]

I.6 La résonance de plasmons de surfaces :

I.6.1 Le principe :

Lorsque la lumière incidente est dirigée à un certain angle (angle de résonance) sur un métal riche en électrons libres tel que l'or ou l'argent, les photons provoquent une oscillation des électrons libres appelée Résonance Plasmonique de Surface (SPR). Ces oscillations se caractérisent par une onde évanescente dont l'amplitude diminue exponentiellement depuis la surface sur une distance maximale de 200 nm.

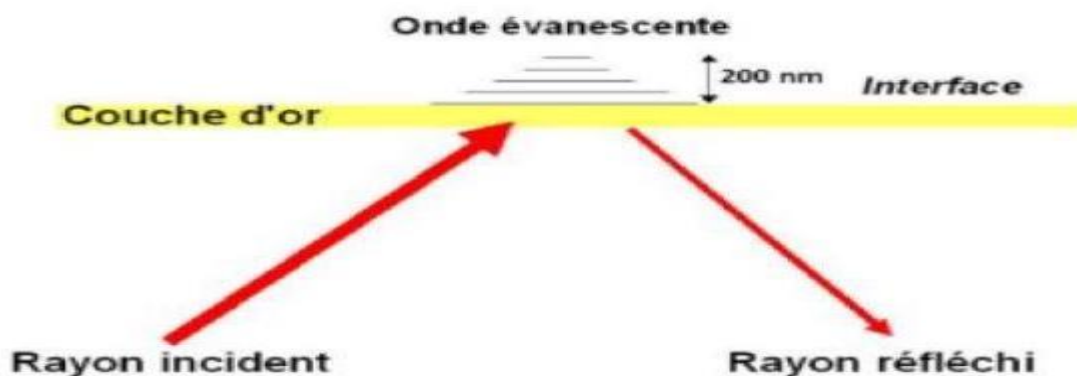


Figure I.9 : La formation de l'onde évanescente.

L'onde évanescente est le point central des mesures d'interactions. En effet, une perturbation de l'onde évanescente, consécutive à l'interaction de biomolécules sur la surface va induire une diminution de l'angle de résonance directement mesurable. Deux stratégies sont alors envisageables (figure I.10).

La première est de suivre les variations d'angle de résonance au cours du temps, il s'agit des systèmes basés sur la Résonance Plasmonique de Surface (SPR) dite «classique». La seconde approche est de travailler à angle fixe et de mesurer les variations de réflectivité induites par la variation d'angle au cours du temps, on parle alors de Résonance Plasmonique de Surface par imagerie (SPRi). [10] [35]

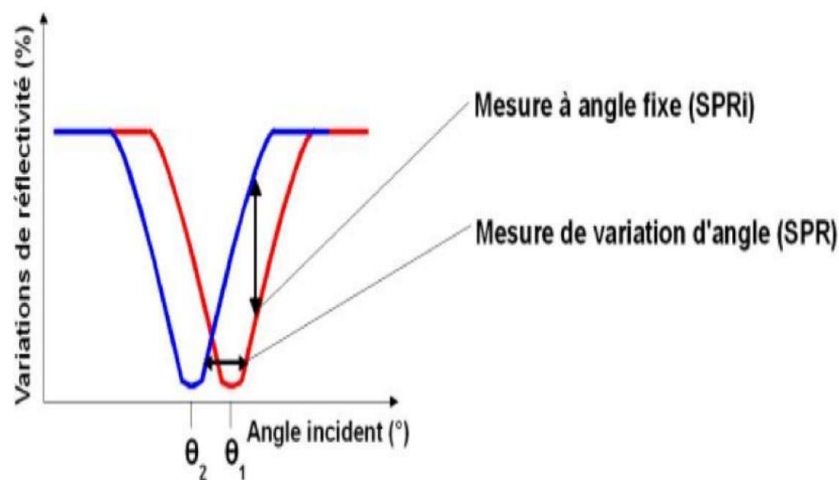


Figure I.10 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi

I.6.2 Relation de dispersion des plasmons de surface

Jusqu'alors nous avons considéré que le « gaz » d'électrons était de dimensions infinies. Considérons maintenant que ce « gaz » d'électrons n'occupe qu'un demi-espace, l'autre partie étant occupée par un diélectrique et que les deux milieux semi-infinis ainsi définis sont linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques. Intéressons-nous, en particulier, à une interface plane (Figure I.11). Pour introduire les ondes de surface, nous allons résoudre le problème électromagnétique, ce qui va nous permettre de discuter les conditions d'existence des plasmons de surface. [6] [30] [5]

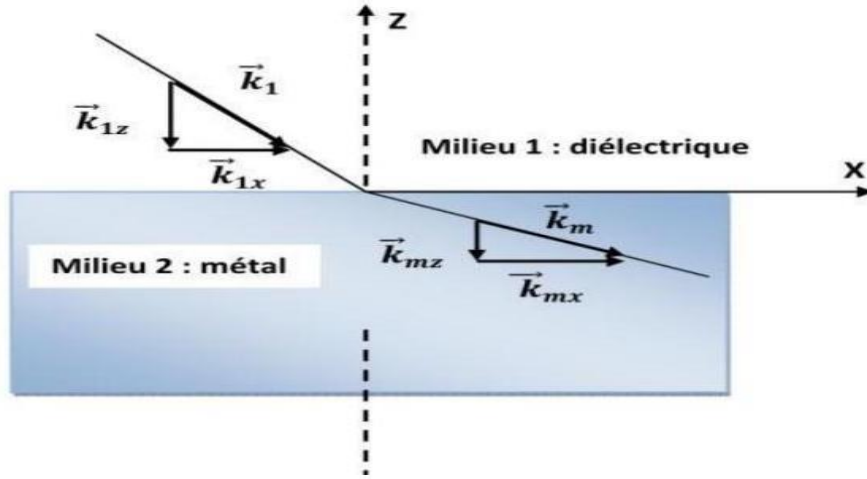


Figure I.11 : Illustration d'une interface métal diélectrique.

Dans cette géométrie, nous cherchons des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface et dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance à l'interface. Ceci définit un mode du système, appelé «onde de surface». Les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux 1 et m (diélectrique et métal, respectivement) sont exprimés par (cas particulier d'une onde de polarisation transverse magnétique TM encore notée p) :

$$\text{Pour } Z < 0 \text{ (dans le métal)} \quad \begin{cases} \vec{H}_m = (0, \vec{H}_{my}, 0)\exp[+i(k_{mx}x + k_{mz}Z - wt)] \\ \vec{E}_m = (\vec{E}_{mx}, 0, \vec{E}_{mz})\exp[+i(k_{mx}x + k_{mz}Z - wt)] \end{cases} \quad (\text{I.35})$$

$$\text{Pour } Z > 0 \text{ (dans le diélectrique)} \quad \begin{cases} \vec{H}_1 = (0, \vec{H}_{1y}, 0)\exp[+i(k_{1x}x + k_{1z}Z - wt)] \\ \vec{E}_1 = (\vec{E}_{1x}, 0, \vec{E}_{1z})\exp[+i(k_{1x}x + k_{1z}Z - wt)] \end{cases} \quad (\text{I.36})$$

A partir des équations de Maxwell appliquées dans le cas d'une interface parfaitement plane entre le solide et le vide, en particulier de l'équation de Maxwell Ampère ($\text{rot}\vec{H} = -\partial\vec{D}/\partial t$) et Maxwell-Faraday ($\text{rot}\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$), on obtient l'équation de propagation (équation I.37):

$$\Delta\vec{E} = \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.37})$$

Appliquées aux champs précédents, on obtient directement dans le vide et pour le métal :

$$(k_{1x})^2 + (k_{1z})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \times \varepsilon_1 \text{ et } (k_{mx})^2 + (k_{mz})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \times \tilde{\varepsilon}(\omega) \quad (\text{I.38})$$

Avec les conditions de continuité :

$$E_{mx} = E_{1x}; H_{mx} = H_{1x}; \varepsilon E_{mz} = \varepsilon_1 E_{1z} \text{ et } k_{mx} = k_{1x} = k_x \quad (\text{I.39})$$

En tenant compte de l'équation de Maxwell-Ampère :

$$K_{z1}H_{y1} = \varepsilon_1 E_{x1} \text{ et } K_{zm}H_{ym} = -\tilde{\varepsilon}_m H_{xm} \frac{\varepsilon}{c} \quad (\text{I.40})$$

En combinant ces deux égalités et les propriétés de continuité, il vient la relation suivante :

$$-\frac{k_{zm}}{\varepsilon_m} = \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \quad (\text{I.41})$$

[7] [22]

En associant les équations (I.38) et (I.41), on peut alors déterminer successivement k_{z1} , et k_{zm} enfin. On obtient alors la relation de dispersion suivante :

$$k_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \tilde{\varepsilon}_m}{\varepsilon_1 + \tilde{\varepsilon}_m} \right)^{1/2} \quad (\text{I.42})$$

Cette relation relie la pulsation w et le vecteur d'onde parallèle \vec{k}_x définissant l'onde de surface. Cette relation est appelée la relation de dispersion du plasmon de surface.

Dans le cas du métal parfait, avec $\tilde{\varepsilon}_m = \varepsilon_{mr} + i\varepsilon_{mi}$ nous avons montré que la partie réelle de la fonction diélectrique est négative dans le domaine visible ($\varepsilon_{mr} < 0$) et que la partie imaginaire est voisine de zéro $\varepsilon_{mi} \approx 0$. La relation (I.42) montre alors que les modes surfaciques n'existeront que pour $\varepsilon_1 + \varepsilon_{mr} < 0$, soit pour $\varepsilon_{mr} < -\varepsilon_1$.

Si l'on se rappelle que pour le plasma idéal $s_m = 1 - w_p^2/w^2$ alors les plasmons de surface n'existeront que pour des pulsations w telle que :

$$w < \frac{w_p}{(1+\varepsilon_1)^{1/2}} \quad (\text{I.43})$$

Pour les grandes valeurs du vecteur d'onde, on peut caractériser les plasmons de surface par $\varepsilon_1 + \varepsilon_m = 0$, soit par la définition suivante (équation I.44) :

$$w_{ps} = \frac{w_p}{\sqrt{1+\varepsilon_1}} \quad (\text{I.44})$$

Si le diélectrique est l'air, l'équation (I.44) se réduit à la relation bien connue pour les plasmons de surface :

$$w_{ps} = \frac{w_p}{\sqrt{2}} \quad (\text{I.45})$$

Il est alors possible de tracer la relation de dispersion des plasmons de surface comme le montre la Figure I.12. [14] [3] [31]

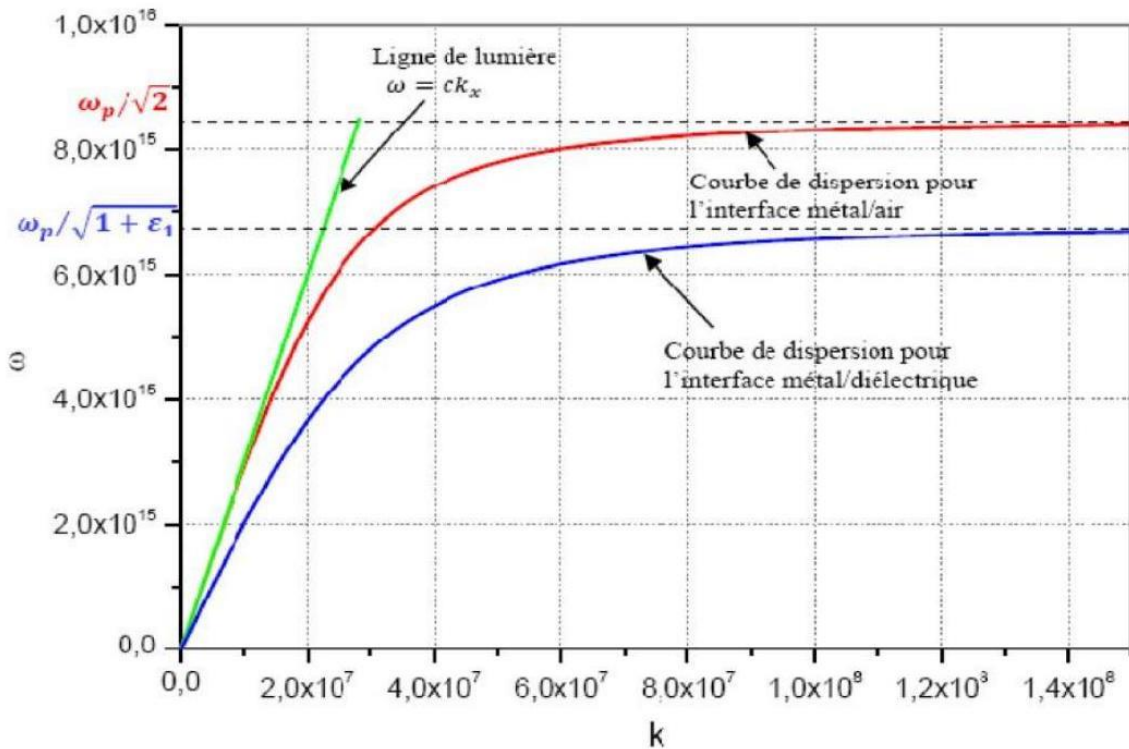


Figure I. 12 : Relation de dispersion des plasmons de surface.

Les branches inférieures des courbes de la Figure I.12, représentent la relation de dispersion des PS à l'interface métal/air (ligne rouge) et à l'interface métal/diélectrique en ligne bleue. Au point d'origine ces courbes sont tangentes à la droite d'équation $w = ck_x$. Cette dernière exprime la dispersion de la lumière dans le vide appelée «ligne de lumière». Quand k_x tend vers l'infini, la pulsation tend vers une valeur asymptotique $w_p = \sqrt{1 + \epsilon_1}$ (asymptote horizontale). La relation de dispersion des plasmons de surface est donc toujours strictement inférieure à celle de la ligne de lumière comme nous montre la Figure I.12. Cette absence d'intersection (sauf la solution triviale pour $w = 0$) interdit tout couplage ou résonance entre l'onde électromagnétique et un mode de propagation des plasmons de surface. En d'autre terme, il est impossible d'exciter les PS en éclairant directement le métal avec une onde électromagnétique dite du domaine optique, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé. [22] [3]

Nous détaillerons néanmoins les méthodes de couplages dans la suite Signalons que Stern et Ferrel ont montré que le mouvement des électrons des plasmons de surface pouvait acquérir un caractère transverse (TM) à la surface de séparation des deux milieux. Mais des conditions de polarisation de la lumière incidente se présentent. Nous rappelons dans le tableau suivant la polarisation et les champs correspondants.

TM ou pulsations (p)	$E = (E_x, 0, E_z)$ $H = (0, H_y, 0)$
TE ou pulsations (s)	$\begin{cases} E = (0, E_y, 0) \\ H = (H_x, 0, H_z) \end{cases}$

Tableau. I. 2 : résumé des polarisations transverses électrique et magnétique.

Si on considère qu'une onde incidente sur le métal est de polarisation s ou TE (Transverse Electrique), il n'y aura pas de composante de son champ électrique dans le plan de polarisation, donc aucune onde de PS ne sera excitée. Nous voyons ainsi que seule une onde polarisée **p** pourra engendrer dans le gaz d'électrons (plasma) une onde longitudinale de PS, alors qu'une onde s laissera le milieu globalement invariant, pour une surface d'interaction lisse. [14] [8]

I.7 Excitation des plasmons de surface et structures Métal-Isolant-Métal

Pour exciter un plasmon de surface, nous avons précédemment vu qu'il était nécessaire d'utiliser un dispositif de couplage pour vérifier la condition $k_{spp} > k_0 n_d$. Deux principaux dispositifs sont à distinguer : la réflexion totale interne par un prisme et les réseaux de diffraction.

I.7.1 Le couplage par prisme

Il existe deux configurations de couplage par prisme. La première a été décrite pour la première fois par Otto. La seconde a été développée par Kretschmann.

Configuration Otto

Dans la configuration proposée par Otto, un prisme d'indice n est approché par le dessus de l'interface métal/air, côté air, en laissant un gap d'air d'épaisseur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation. Lorsqu'il y a une réflexion totale dans le prisme, le champ évanescent dans le gap d'air permet l'excitation du plasmon de surface quand les vecteurs d'ondes le permettent et si la distance entre le prisme et le métal est suffisamment faible. [16]

Configuration Kretschmann

Le principe est de venir exciter le plasmon de surface à l'aide d'un prisme d'indice n , supérieur à celui du diélectrique de l'interface métal/diélectrique considérée. La base du prisme est accolée à la fine couche de métal. Cette épaisseur doit être faible, elle est typiquement d'une cinquantaine de nanomètres. Pour les angles θ supérieurs à celui de la réflexion totale, le champ évanescent à travers le métal peut coupler un plasmon de surface si la projection suivant

l'interface du vecteur d'onde de l'onde lumineuse incidente est égale au vecteur d'onde du plasmon de surface k_{spp} : [17]

$$k_{spp} = \frac{2\pi n}{\lambda} \sin(\theta), \tag{I.46}$$

Avec n l'indice du prisme et θ , l'angle d'incidence de la lumière. Dans cette configuration, si une partie de la lumière incidente se couple au plasmon de surface elle n'est plus réfléchi. La méthode de Kretschmann est efficace pour obtenir la relation de dispersion des plasmons de surface. [3]

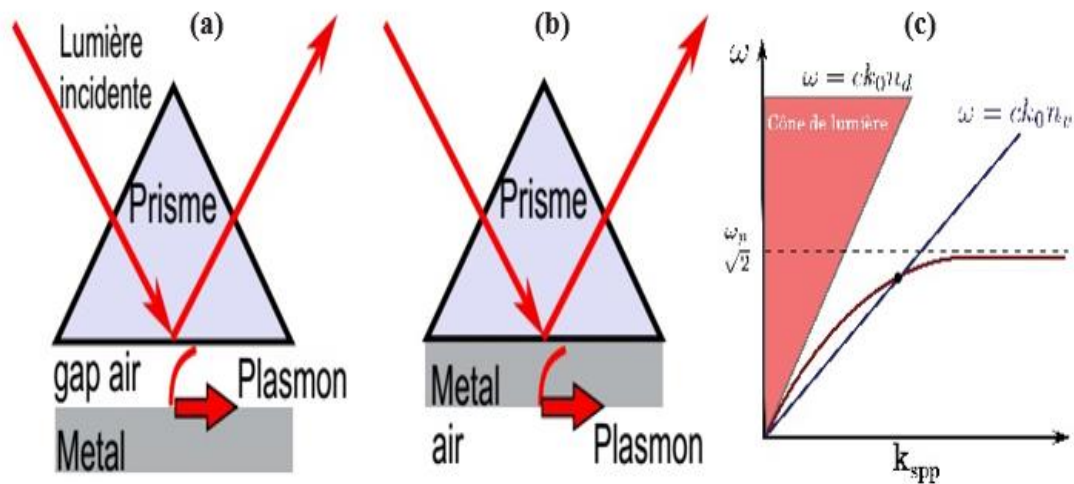


Figure I.13 Couplage des plasmons de surface par prisme dans la configuration de (a) Otto et (b) Kretshmann avec (c) le diagramme de dispersion associé.

I.7.2 Excitation par un réseau de diffraction

Un autre moyen d'exciter des SPPs consiste en l'utilisation d'un réseau de diffraction métallique (figure I.14), lorsque le vecteur d'onde parallèle $k_{x,m}$ d'un ordre diffracté évanescent du réseau est identique au vecteur d'onde du SPP : [18]

$$k_{x,m} = k_0 n_d \sin(\theta) + m \frac{2\pi}{p} = k_{spp} \tag{I.47}$$

avec m un entier qui représente l'ordre de diffraction et p la période du réseau. La condition $k_{spp} > k_0 n_d$ peut être vérifiée selon l'ordre diffracté et les paramètres du réseau.

I.7.3 Cas particulier des structures Métal-Isolant-Métal

Nous avons vu que les SPP sont des modes électromagnétiques qui se propagent et sont confinés le long d'une interface Métal-Isolant. Si l'on considère deux interfaces proches qui forment une structure Métal-Isolant-Métal (MIM), les SPP de chaque interface se couplent et se propageront sous la forme d'un mode guidé (figure I.15). [19] La relation de dispersion qui permet de calculer la constante de propagation complexe β est alors :

$$\tanh\left(\frac{w\sqrt{\beta^2-k_0^2}}{2}\right) = \frac{-\sqrt{\beta^2-k_0^2}\epsilon_m}{\epsilon_m\sqrt{\beta^2-k_0^2}} \tag{I.48}$$

Avec w la largeur de l'isolant. [20]

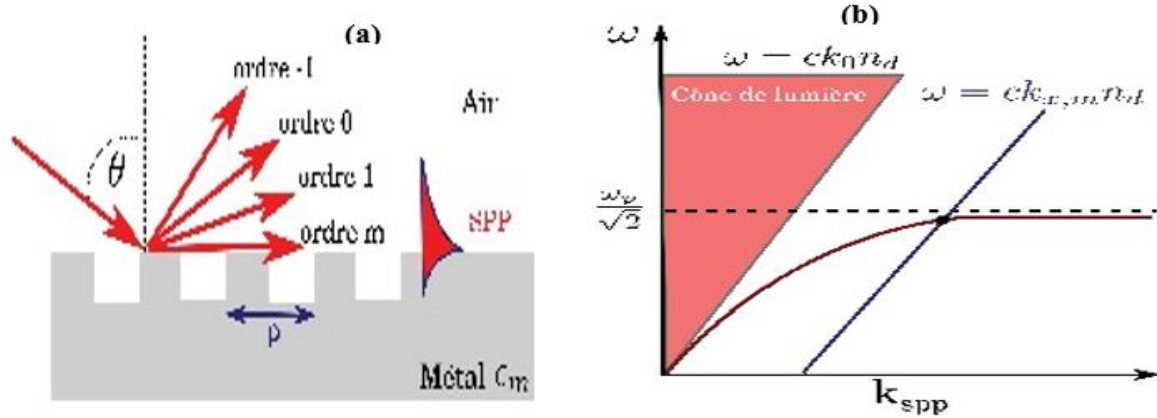


Figure I.14 Dispositifs de couplage pour l'excitation des SPPs. (a) Utilisation d'un réseau de diffraction et (b) son diagramme de dispersion associé.

(a)

(b)

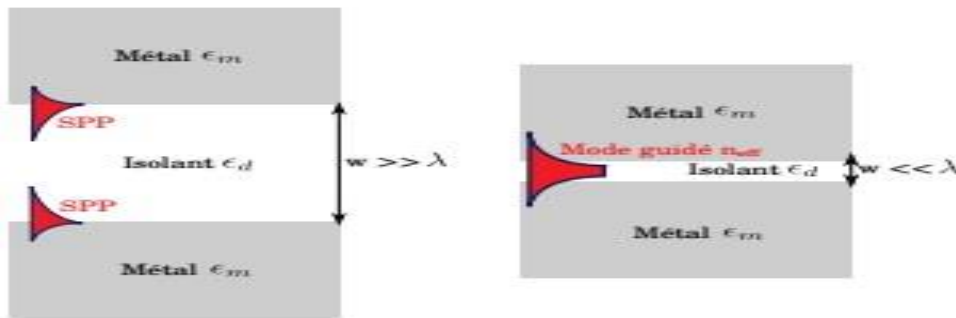


Figure I.15 (a)(b) Représentation de plasmons de surface au sein d'une structure Métal-Isolant-Métal. (a) L'épaisseur de l'isolant est trop importante, les deux SPPs ne se couplent pas. (b) Couplage de deux SPPs pour la génération d'un mode guidé.

On associe généralement à la constante de propagation β un indice de réfraction effectif n_{eff} qui est l'indice moyen vu par le mode guidé au cours de sa propagation :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \tag{I.49}$$

La partie réelle de l'indice effectif n_{eff} , à $\lambda = 1064$ nm en fonction de la largeur du MIM est représenté en figure I.16, dans la configuration de structures Au-Air-Au. Ces valeurs ont été obtenues par simulation numérique à l'aide de la méthode de réflexion des pôles (RPM pour Reflection Pole Method). On remarque que l'indice effectif augmente lorsque la largeur du MIM diminue : plus les SPPs sont rapprochés, plus le couplage est fort et produit un indice effectif élevé. [21]

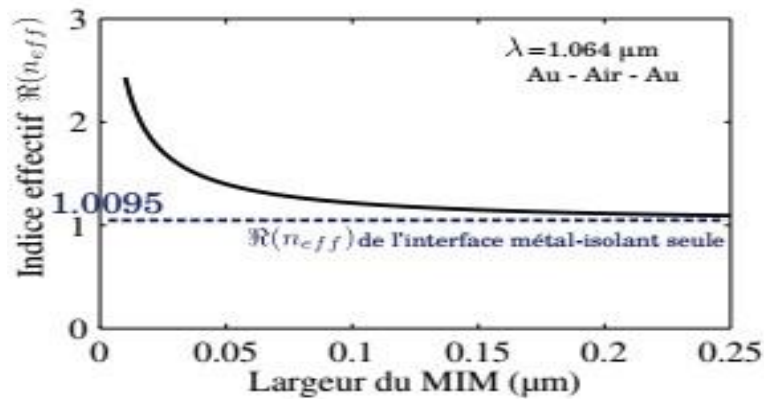


Figure I.16 Simulations numériques de la partie réelle de l'indice effectif d'un MIM Au-Air-Au, à $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ en fonction de la largeur w de l'isolant.

I.8 Plasmonique et domaine d'applications

La recherche dans le domaine de la plasmonique s'est fortement intensifiée depuis une vingtaine d'années et a ouvert la voie à de multiples applications potentielles depuis le secteur de la santé jusqu'à l'énergie : spectromètres Raman sur téléphones mobiles pour le diagnostic médical, traitement du cancer par photothérapie, circuits intégrés tout optique, écrans holographiques haute densité, disques de stockage magnétique, cellules photovoltaïques à haut rendement. L'intérêt porté à l'étude des dispositifs plasmoniques s'explique par les propriétés inhabituelles de confinement et d'exaltation du champ électromagnétique au voisinage d'une interface métallique.

Au niveau mondial, les brevets se concentrent autour de 2 domaines d'applications totalisant plus de 85% des publications sur la période 1996-2016 (Figure I.17) : le diagnostic médical et l'analyse en chimie-biologie (3550 brevets – 55% des publications) ainsi que l'électronique et les technologies de l'information et de la communication (1880 brevets – 30 % des publications) .



Figure I.17 Répartition au niveau mondial par domaine d'application du nombre de brevets publiés dans le domaine de la plasmonique entre 1996 et 2016 .

Le domaine du diagnostic médical et de l'analyse en chimie-biologie est sans conteste également le secteur le plus avancé au niveau commercial. Il couvre un large champ technologique depuis les capteurs SPR (SPR : surface plasmon resonance) pour la détection de virus ou de polluants jusqu'à la microscopie de fluorescence et la spectroscopie Raman. Les déposants sont principalement des acteurs académiques au niveau des capteurs SPR tandis que les industriels prédominent au niveau de la fluorescence (Konika Minolta avec environ 100 brevets de 2011 à 2016) et de la spectroscopie Raman (Seiko Epson avec environ 70 brevets de 2011 à 2016).

Des travaux de recherches sur les applications de la résonance plasmon de surface ont été développés également dans des applications fondamentales et intérêt instrumental.

Toutes les applications de la résonance de plasmons de surface SPR ont été développées selon trois thèmes de recherche :

- Détection en microscopie et interfaces de surfaces.
- Application nanophotonique.
- Détection de biomolécules et les mesures biochimiques.

Citer tous les travaux faits jusqu'à nos jours s'avère une tâche difficile et on ne présentera que quelques applications qui nous ont paru présenter un potentiel industriel important. [22]

I.8.1 Détection en microscopie et interfaces de surfaces (SNOM champ proche optique)

Nous verrons que le confinement du champ électromagnétique des plasmons de surface (PS) aux interfaces offre une très haute sensibilité aux conditions de l'état de surface. Cette sensibilité est utilisée pour étudier les molécules absorbées en surface, les défauts,... La microscopie SPR a alors été développée pour devenir un instrument d'imagerie des surfaces en temps réel à partir des signaux SPR. Un point critique de cette microscopie SPR est la limite de résolution ; ceci est lié à l'atténuation (ou l'évanescence) du PS dans le métal. Les métaux comme l'or et l'aluminium ont une faible longueur de propagation ($\sim 2\mu\text{m}$ pour l'or), et donc convenables pour l'imagerie à grande résolution des particules et des cellules. Les PS, de par leurs champs évanescents, ne peuvent pas être observés par des microscopes à champ lointain classiques sauf si ces PS sont convertis en lumière par l'interaction avec des inhomogénéités de surface. C'est justement avec le développement des microscopies en champ proche que l'étude locale des plasmons est devenue possible. En particulier avec le microscope optique en champ proche *SNOM* (*Scanning Near-field Optical Microscopy*) qui offre la possibilité de sonder le champ des PS directement sur la surface où ils se situent.

Le *SNOM* constitue une voie particulièrement prometteuse pour l'étude de nano-objets. Le principe de base de cette technique consiste à balayer la surface d'un échantillon avec une pointe optique sub-longueur d'onde portée à quelques nanomètres au-dessus de la surface de l'échantillon. L'interaction, dans le champ proche électromagnétique, entre la sonde et l'objet fournit une image optique de l'objet. Généralement, la détection en champ proche se fait au moyen d'une fibre optique amincie placée au voisinage (10 à 50 nm) de la surface de l'objet étudié (figure I.18). [22]

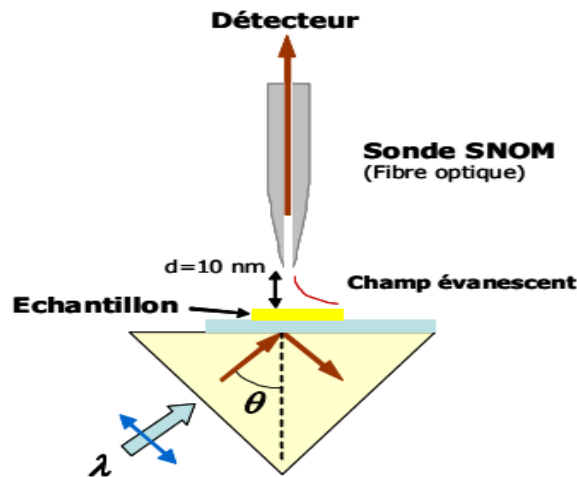


Figure I.18 Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter.

I.8.2 Applications Nanophotonique

Les propriétés des PS (en particulier leur interaction avec la lumière) peuvent être adaptées à la photonique miniaturisée. La nature bidimensionnelles des PS confère une flexibilité considérable quant à l'ingénierie des circuits optiques intégrés en photonique et optoélectronique, la communication optique, l'optique sub-longueur d'onde, le stockage des données, génération de lumière avec des dispositifs de dimensions nanométriques. [23]

I.8.2.1 Plasmonique et microélectronique

Dans le domaine de l'informatique, la nanoplasmonique est une des solutions envisagées pour dépasser les limitations actuelles de la micro-électronique. En effet, depuis quelques années, il devient de plus en plus difficile de réduire la dimension des processeurs en suivant la loi de Moore. Cette difficulté vient principalement du fait que, même avec le recours à des oxydes ayant un constant diélectrique élevé, l'épaisseur de l'oxyde de grille des transistors actuels (technologies 22 et 14 nm) est d'à peine quelques atomes. Or, dans ces conditions, il devient possible pour les électrons de traverser cet oxyde de grille par effet tunnel, et le moindre

défaut peut occasionner un contact électrique entre la grille et le canal de conduction, et rendre le transistor inutilisable.

Une possibilité pour améliorer les capacités des transistors serait d'augmenter leur fréquence. Cependant, dans le cas des transistors électroniques, cette fréquence est limitée par les effets capacitifs et l'échauffement à quelques GHz. Une solution serait d'abandonner les transistors électroniques et d'utiliser la lumière visible qui atteint des fréquences supérieures. C'est le cas de la lumière qui atteint des fréquences de l'ordre de la centaine de THz dans le domaine du visible.

L'utilisation de la lumière dans des dispositifs commerciaux présente cependant un inconvénient de taille qui est la limite de diffraction. Ainsi, la taille minimale d'un dispositif photonique est de l'ordre de la longueur d'onde, c'est-à-dire de quelques 100 nm à 1 μm . L'augmentation dans la fréquence, d'un facteur 100 à 1000, s'accompagnerait donc d'une augmentation de la dimension des dispositifs d'un facteur 100.

La nanoplasmonique apparaît alors comme une solution alternative intéressante, combinant les fréquences élevées de la photonique, tout en permettant un confinement important du champ électromagnétique, donc la fabrication de dispositifs actifs de dimension inférieure à 100 nm. [24]

I.8.2.2 Antennes optiques

Les antennes optiques sont des dispositifs plasmoniques, de taille plus petite que la longueur d'onde de la lumière excitatrice. Elles sont formées souvent par l'assemblage d'une ou plusieurs nanoparticules métalliques et elles permettent une forte localisation, confinement, et même exaltation de l'énergie électromagnétique qui se couple avec les plasmons de surface existant sur la surface de ces structures métalliques nanométriques.

La Figure I.19 représente une antenne optique constituée d'un assemblage de nanoparticules d'argent et sa réponse optique, sous excitation à une longueur d'onde de 600 et 700 nm. La localisation et l'amélioration du champ propagé le long de la chaîne de nanoparticules d'argent dépend fortement de la longueur d'onde de la lumière incidente. En effet, à une longueur d'onde $\lambda=600$ nm, la localisation se produit à gauche du réseau. Pour $\lambda=700$ nm, la localisation passe au côté droit du réseau. [25]

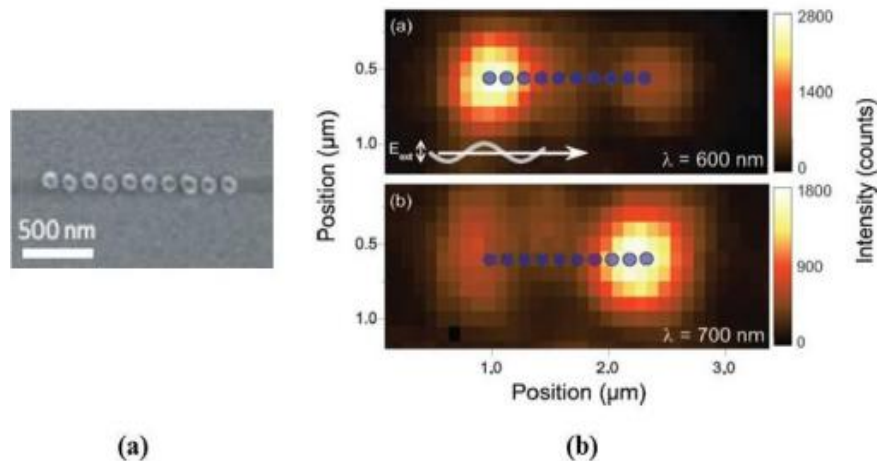


Figure I.19 (a) Image MEB d'une antenne optique fabriquée par lithographie par faisceau d'électrons et le décollage sur un substrat de silice fondue. Le réseau est composé de dix nanoparticules d'argent de 110 nm de diamètre sur un substrat de silice fondue. (b) Images confocales illustrant la distribution du champ le long du réseau schématisé en (a).

I.8.2.3 L'effet plasmonique pour renforcer l'efficacité des cellules photovoltaïques

Le problème majeur qui s'oppose essentiellement dans l'amélioration de l'efficacité des dispositifs photovoltaïques est que des grandes épaisseurs sont nécessaires pour absorber fortement la lumière incidente. Cependant, ces grandes épaisseurs augmentent la probabilité de recombinaison électron-trou, entraînant ainsi des pertes d'énergie, ce qui nécessite par conséquent une grande quantité du matériau, et donc des coûts de production plus importants.

L'inclusion de nanoparticules métalliques dans des couches diélectriques semi-conductrices (SiO_2 , TiO_2 ,...) améliore l'efficacité d'absorption des cellules photovoltaïques. La lumière solaire excite des plasmons et augmente le champ électromagnétique qui est alors confiné au sein de la cellule, en raison de la concentration et l'amplification locale du champ électrique de la lumière au voisinage de la nanoparticule, ce qui permet davantage d'augmenter son taux de conversion.

L'augmentation de l'absorption des cellules photovoltaïques dans la partie infrarouge du spectre solaire grâce aux effets plasmoniques permet de réduire l'épaisseur des couches diélectriques utilisées et donc une réduction de leurs coûts de production. [26]

I.8.2.4 Analyse spectrale de la résonance plasmon dans une fibre optique

L'utilisation d'une fibre optique comme capteur à plasmon de surface a été proposée en premier par Jorgenson et Yee. Ces derniers ont étudié en parallèle une structure basée sur le prisme de Kretschmann et sur une fibre optique multimodale. La sonde à fibre à plasmon de surface est constituée d'une zone sensible à l'extrémité d'une fibre optique multimodale à saut

d'indice standard (PCS, Plastic Cladding Silica). Celle-ci a été dénudée puis métallisée symétriquement avec une cinquantaine de nanomètres d'argent ou d'or (Figure I.20).

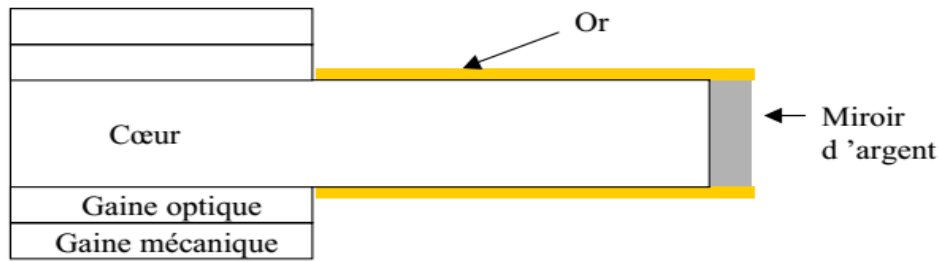


Figure I.20 Schéma du capteur à fibre optique à plasmon de surface à configuration "optrode" (D'après Jorgenson).

De la lumière d'une source blanche est injectée dans la fibre et subit de multiples réflexions sur la zone active où certaines longueurs d'onde sont absorbées par les ondes de plasmon de surface (Figure II.5). Un miroir disposé sur la face de sortie de la fibre réfléchit la lumière qui est ensuite traitée par un spectromètre. L'analyse spectrale permet de déterminer l'indice de réfraction proche de la surface active de la fibre. Quand l'indice augmente, le minimum de résonance est décalé vers les hautes longueurs d'onde (Figure I.21). On peut noter que ce montage est utilisé à l'inverse du montage classique à prisme où la longueur d'onde est fixée et où est menée une interrogation angulaire. [27]

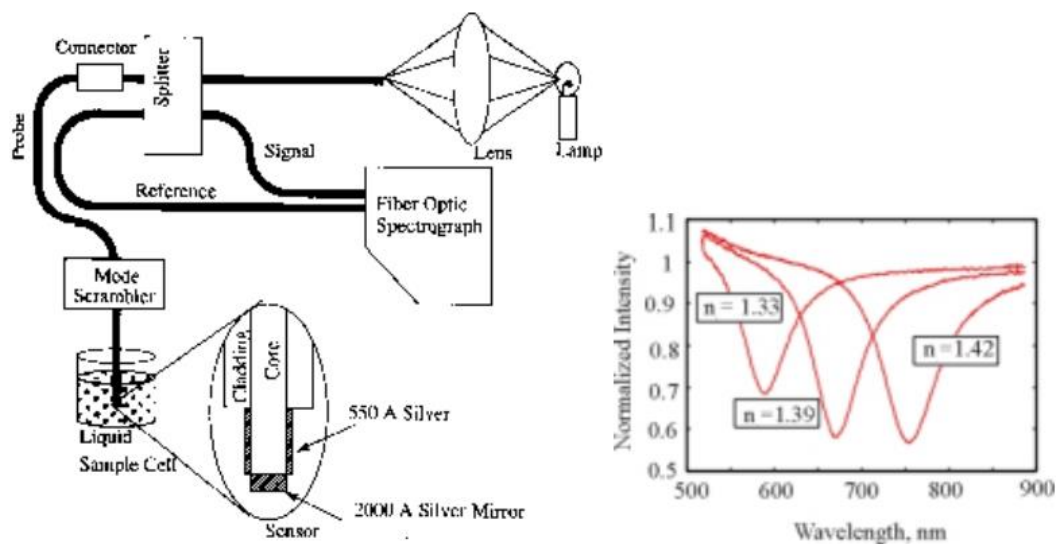


Figure I.21 Illustration du capteur complet à fibre optique multimodale (D'après Jorgenson

I.8.2.5 Détection de biomolécules et les mesures biochimiques

La bio détection en SPR et l'utilisation des biocapteurs a commencé à être étudiée par Lied berg et al. Actuellement, les biocapteurs commercialisés couvrent une zone limitée du marché du contrôle biochimique. Ils sont fondés sur le principe de la SPR. Ils peuvent se montrer compétitifs par rapport aux autres techniques. Parmi les avantages des biocapteurs SPR on cite : le faible coût, la facilité d'utilisation, la sensibilité et les mesures en temps réel.

Le phénomène de la SPR est utilisé pour la détection et la quantification des molécules et les analyses biophysiques des interactions biomoléculaires. [28]

I.9 Mode de plasmon de surface :

Long Range Plasmon Mode et Short Range Plasmon Mode

Nous avons vu précédemment le couplage d'un plasmon de surface avec une onde incidente, nous allons ici nous intéresser aux différents modes de plasmon de surface, notamment les modes Long Range et Short Range (LRPM et SRPM respectivement). Ces modes existent pour une épaisseur de métal fine de l'ordre de deux fois la profondeur de peau d'un plasmon de surface standard. Dans ce cas, un plasmon de surface à une interface ne peut plus être décrit sans prendre en compte les interactions à l'autre interface. Supposons une structure diélectrique-métal-diélectrique, avec ϵ_1 la permittivité du premier diélectrique, ϵ_m la permittivité du métal et ϵ_2 la permittivité du second diélectrique (Figure I.22).



Figure I.22 : Couche de métal de faible épaisseur comprise entre deux couches infinies de diélectriques.

Dans ce cas la relation de dispersion aux interfaces devient :

$$e^{-4k_1 a} = \frac{k_m/\epsilon_m + k_2/\epsilon_2}{k_m/\epsilon_m - k_2/\epsilon_2} \frac{k_m/\epsilon_m + k_1/\epsilon_1}{k_m/\epsilon_m - k_1/\epsilon_1} \tag{I.50}$$

Avec $2a$ l'épaisseur du métal, k_m le vecteur d'onde dans le milieu de permittivité complexe ϵ_m , k_1 le vecteur d'onde dans le milieu de permittivité ϵ_1 et k_2 le vecteur d'onde dans le milieu de permittivité ϵ_2 . Si l'on se positionne dans le cas simplificateur ou $\epsilon_1 = \epsilon_2$ et donc logiquement $k_1 = k_2$ alors la relation de dispersion conduit à deux solutions distinctes :

$$\tanh k_1 a = - \frac{k_1 \epsilon_m}{k_m \epsilon_1} \tag{I.51}$$

$$\tanh k_1 a = -\frac{k_m \epsilon_1}{k_1 \epsilon_m} \tag{I.52}$$

L'équation 51 décrit alors un mode dit impair (le champ magnétique H_y est représenté par une fonction paire tandis que la fonction représentant le champ électrique E_z , proportionnelle à la dérivée de ce dernier, est impaire). L'équation I.52 décrit un mode dit pair (le champ magnétique H_y est représenté par une fonction impaire). Le mode impair a la particularité d'avoir le maximum de son champ électrique dans la couche diélectrique et non dans le métal; de plus le champ électrique E_z passe par zéro au centre du métal, permettant ainsi des pertes bien moins faibles qu'un plasmon de surface sur une interface unique (comme illustré par la Figure I.23). Ce mode est appelé le Long Range Plasmon Mode (LRPM).

Le mode pair quant à lui présente un confinement principalement dans le métal le conduisant à bien plus de pertes. Ce mode est appelé le Short Range Plasmon Mode (SRPM). Ces pertes importantes rendent le SRPM moins intéressant comparé au LRPM pour la propagation de modes.

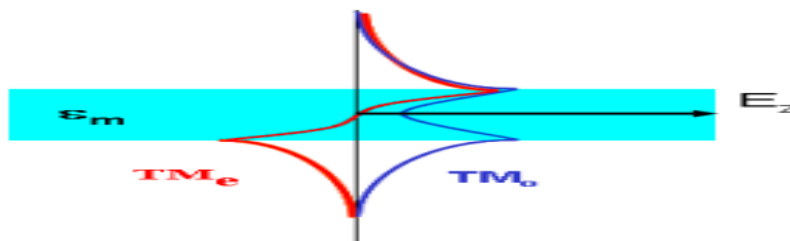


Figure I.23 : Les champs électriques E_z du LRPM et du SRPM pour une couche de métal de permittivité ϵ_m encapsulé dans un diélectrique. Avec TMe Le champ électrique E_z du LRPM et TMo le champ électrique E_z du SRPM.

Le tableau ci-dessous présente les caractéristiques de propagation d'un plasmon de surface et d'un LRPM pour la même longueur d'onde excitatrice, on note clairement une atténuation bien moins faible du LRPM et donc une distance de propagation bien plus importante.

Mode	$n_{eff}-n_1$	Atténuation (dB/mm)	longueur de propagation (μm)	Largeur de mode (μm)
SPP	0.013	44	98	1.27
Long Range Mode Plasmon	0.0023	1.2	3776	6.12

Tableau I Propriétés modales du plasmon de surface (SPP) et du plasmon Long Range

Tableau I.3 : Propriétés modales du plasmon de surface (SPP) et du plasmon Long Range Mode (LRPM). Avec $\lambda=1550\text{ nm}$, le métal est de l'argent et le diélectrique du quartz avec pour la structure du long range mode une épaisseur de métal de $t=20\text{ nm}$, n_1 l'indice du diélectrique et n_{eff} l'indice effectif du plasmon de surface ou du long range mode.

Le LRPM comme le SRPM présentent la particularité de se propager de chaque côté de l'interface métallique et ceci pour une onde excitatrice incidente d'un seul côté de la couche métallique. Dans le cas d'un plasmon de surface ceci ne peut se faire que sur trois modes : la réflexion, la diffraction ou la diffusion. Dans le cas du long range comme du short range mode, le couplage du plasmon peut se faire suivant un quatrième mode d'espace libre : la transmission. Une structure métallique particulière pourra alors présenter le couplage d'un plasmon long range mode avec le seul mode disponible sur la transmission. Ainsi une transmission d'une onde lumineuse à travers une couche métallique devient réalisable via un transfert énergétique lié au LRPM. [29]

I.10 Les plasmons et la transmission extraordinaire

Pour faire une transition progressive avec le chapitre suivant, nous allons aborder la transmission extraordinaire. Avec cet effet, la plasmonique gagne ses lettres de noblesse et une reconnaissance de la part d'un public moins averti. Jusqu'ici les applications restent cantonnées à des sujets assez difficiles d'accès. Parmi les nombreuses publications sur la transmission extraordinaire, il faut d'abord pouvoir distinguer deux sujets : la transmission extraordinaire à travers une couche métallique plane perforée de trous de dimensions inférieures à la longueur d'onde incidente, et la transmission à travers une couche métallique fine continue. Tandis que la transmission extraordinaire à travers une couche métallique perforée est au centre de l'attention scientifique et des développements, la transmission à travers une couche métallique continue (ondulée) reste un sujet peu exploré. Cela est en partie dû au fait que cette dernière fût comprise et expliquée assez tôt tandis que la seconde fût découverte plus tardivement et suscita une vive émulation quant à la compréhension du phénomène. Nous noterons ici que l'attention s'est portée sur le concept certainement le moins transposable à l'industrie, pour le moment, une couche métallique perforée restant une structure difficile à réaliser à grande échelle (contrôle de l'épaisseur de métal, « perçage » des trous ou des fentes). Au contraire la couche de métal continue présentant une ondulation de surface où une structure apte à coupler des modes de plasmon constitue un objectif atteignable

Pour la production en grande voire très grande série et donc une exploitation industrielle .[30]

I.10.1 La transmission extraordinaire à travers une couche métallique perforée

En 1998 l'équipe d'Ebbesen fait une découverte remarquable. Une couche d'argent d'une épaisseur de 200 nm est déposée sur un substrat en quartz, cette couche est ensuite structurée de nano trous au moyen d'une sonde ionique focalisée (FIB, Focused Ion Beam) de dimension variant de 150 nm à 1 μm espacée périodiquement d'un pas variant de 600 nm à 1,8 μm .

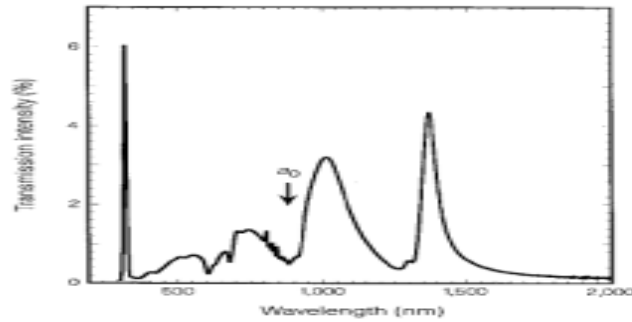


Figure I.24 : Spectre en transmission à travers une couche d'épaisseur 150 nm d'argent, perforé de trous de 200 nm de diamètre espacés périodiquement de 900 nm. Sur le graphique, a_0 symbolise le pas du réseau.

Sur l'exemple de la Figure I. 24 on note deux pics de transmission au-delà du pas du réseau ($a_0 = 900$ nm). Cela indique le transfert d'une interface métallique à l'autre d'une onde incidente qui est au moins 5 fois inférieure aux dimensions des trous.

Si l'on s'en réfère à l'article, l'efficacité de transmission est normalement proportionnelle à $(r/\lambda_0)^4$, soit dans notre cas une efficacité de l'ordre de 10^{-3} . Or ici la transmission est de 4 à 5%. Soit un accroissement très important de la transmission vis-à-vis de la théorie.

Pour comprendre et expliquer cela, Thomas W. Ebbesen propose le transfert de l'onde incidente via l'excitation d'un plasmon de surface. L'excitation du plasmon est réalisée grâce à la périodicité sub-longueur d'onde des trous. Le plasmon se propage en surface mais aussi sur les parois des trous, en sortie, le plasmon se découple en une onde identique à l'onde excitatrice. Il existe depuis une quantité très importante de publications traitant du sujet. Nous présenterons quelques exemples de structures particulières. Par exemple des équipes se sont posé la question de la transmission extraordinaire à travers un seul et unique trou, particulièrement penchons-nous sur cette étude d'un trou entouré d'un réseau circulaire. Dans ce cas le réseau circulaire permet de coupler le plasmon et de le propager jusqu'à la nano perforation ; la publication présente même la dépendance de la transmission extraordinaire en fonction de la profondeur du réseau et révèle une valeur de profondeur optimale ($h = 75$ nm) permettant une transmission extraordinaire maximale (voir Figure I. 25).

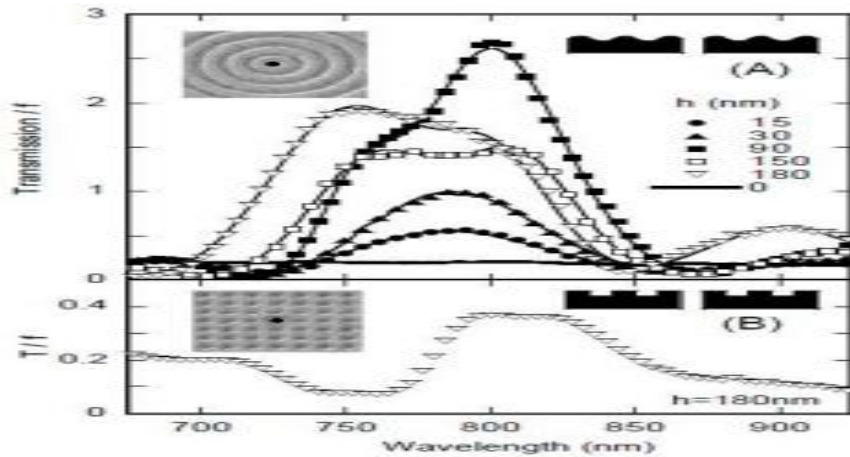


Figure I. 25 : Spectre en transmission en fonction de la longueur d'onde. Sur le graphique (A) le trou perce un empilement métallique d'argent (30 nm), de nickel (300 nm) et d'argent (100 nm), avec un réseau circulaire structurant la première couche d'argent en une partie de la couche de nickel autour du trou avec : période = 750 nm et profondeur = 75 nm. Sur le graphique (B) l'empilement et le trou sont identiques, la structure avoisinante en surface est un arrangement de creux 2D de profondeur = 180 nm et de période = 750 nm

Il est intéressant de noter que si la face incidente permet de coupler le plasmon et de transmettre l'onde excitatrice, la face de sortie est aussi à prendre en considération pour le découplage du plasmon en une onde propagative.

Dans la publication il présente une surface métallique percée d'un nano trou présentant sur la face de sortie une structuration périodique circulaire autour du nano trou. Tandis que la face d'entrée contrôle la position du pic de transmission maximal, la structuration de la face de sortie contrôle la direction et la divergence angulaire de l'onde transmise. Le résultat est assez surprenant mais le plus intéressant et difficilement explicable réside dans une nano bande perforant un film d'argent entourée d'un réseau parallèle de bandes, dans ce cas on observe la transmission de deux ondes à deux angles différents. Enfin on ne peut pas ignorer un simple trou nanométrique perforant une couche métallique de dimension telle qu'un effet de transmission peut être espéré. Dans ce cas le couplage du plasmon est réalisé via les bords du nano trou qui peut être considéré comme un défaut de surface. Or un défaut de surface peut être un moyen de coupler un plasmon. La publication suivante présente l'étude de la transmission d'un nano trou pour différentes épaisseurs de métal, où les auteurs démontrent que pour une épaisseur précise une transmission extraordinaire est mise en jeu et ceci dû à des plasmons de surface localisés aux bords du trou (voir Figure I. 26). [31]

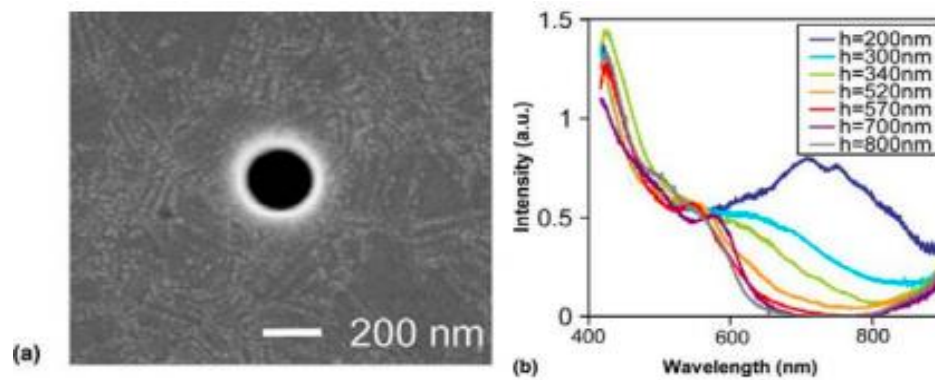


Figure I. 26 : Spectre en transmission à travers un trou de dimension nanométrique perforant une couche d'argent. Sur la figure (a) une image MEB d'une couche d'argent perforée. Sur le graphique (b) les courbes de transmission en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de métal (h = profondeur du trou = épaisseur de la couche d'argent).

Enfin nous noterons que la transmission extraordinaire à travers des trous est encore à l'étude. En effet, en considérant un trou perforant un métal modélisé comme un conducteur parfait on exclut une excitation des plasmons de surface localisés, or la publication démontre qu'une transmission extraordinaire se produit sous un régime résonant excluant une résonance plasmonique.

I.10.2 La transmission extraordinaire à travers une couche métallique continue

On notera que cette transmission extraordinaire à travers une couche fine métallique, le plus souvent ondulée, est un vecteur du Long Range Mode. Ce mode qui a la particularité de se propager à l'interface diélectrique – métal-diélectrique avec la majorité de son champ électrique dans le diélectrique et une annulation du champ électrique au centre du métal. Jusqu'ici nous avons pu voir que ce mode associé à ces faibles pertes était un candidat naturel et idéal à la propagation pour un guide d'onde plasmonique. La relaxation du plasmon Long Range après propagation pourra alors avoir lieu de chaque côté du film métallique, créant une transmission comme une réflexion plasmonique. Enfin une gestion habile des interfaces limitera la relaxation à une interface, le LRPM transmettra alors la quasi-totalité de l'onde excitatrice. L'engouement pour cette transmission est moins important. Il est vrai que la théorie en est parfaitement comprise. Enfin un article assez novateur dans le domaine qui propose un réseau dissymétrique comme base à la propagation du LRPM ; le réseau est identique sur chaque interface mais avec un déphasage. Il démontre par ce biais un intérêt non négligeable et qui peut être comparé à une transmission extraordinaire à travers une couche métallique perforée. Une analogie est souvent faite avec la réflexion résonante dans un diélectrique. Dans les deux cas l'onde incidente excite

un mode (de plasmon pour la transmission résonante et un mode de guide d'onde pour la réflexion résonante) à travers la condition de synchronisme entre le vecteur d'onde du mode et celui de l'onde incidente (pour une polarisation donnée). L'accumulation de l'énergie du mode guidé (dans le métal ou le diélectrique) va permettre d'interférer constructivement (ou destructivement) avec l'onde incidente et conduire à une transmission (voir Figure I.27) ou une réflexion résonante (voir Figure I.28). [32] [33]

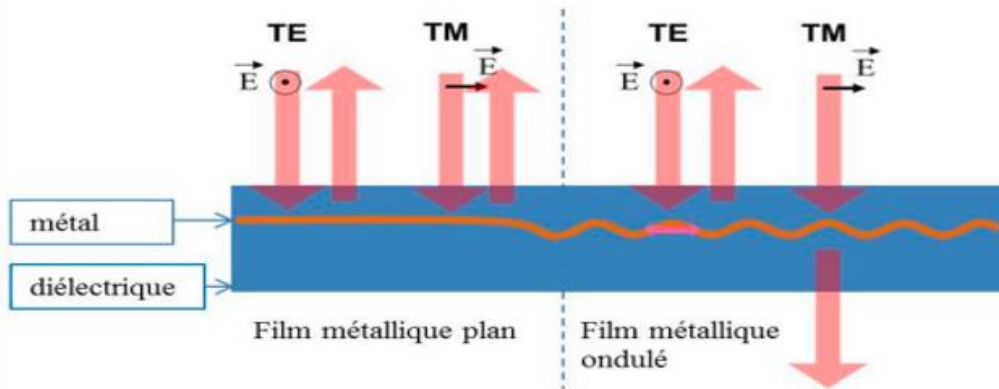


Figure I.27 : Schéma de la transmission résonante à travers une couche métallique. Sur la figure à gauche une couche de métal non ondulée, à droite une couche de métal ondulée.

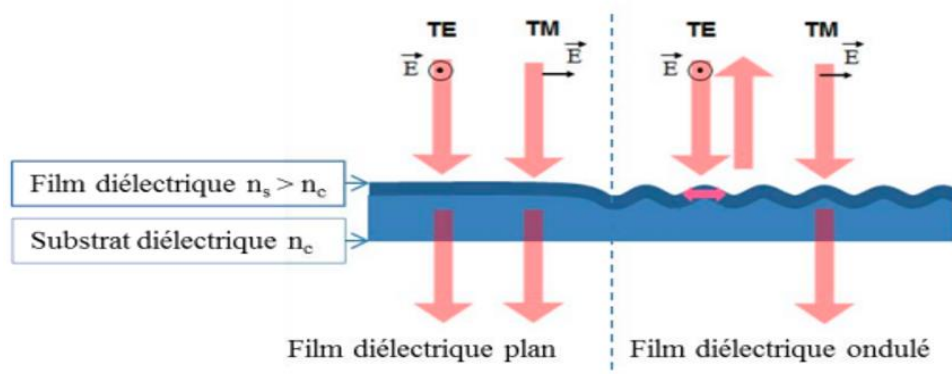


Figure I.28 : Schéma de la réflexion résonante sur une couche diélectrique. Sur la figure à gauche une couche de diélectrique non ondulée, à droite une couche de diélectrique ondulée.

I.11. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons exploré les fondements théoriques des plasmons de surface, leur origine physique, leurs conditions d'existence ainsi que leurs propriétés électromagnétiques. Nous avons distingué les différents types de plasmons (de volume, de surface localisés et délocalisés) et mis en évidence le rôle central des structures métal-diélectrique, en particulier les structures métal-isolant-métal (MIM), dans le confinement et la propagation des plasmon-polaritons de surface.

Nous avons également abordé les méthodes d'excitation, notamment les configurations de couplage prismatique (Otto, Kretschmann) et les réseaux de diffraction, ainsi que les modes Long Range et Short Range, offrant des performances différentes en termes de confinement et de propagation.

Enfin, nous avons présenté les applications variées de la plasmonique, allant des capteurs biochimiques aux dispositifs optoélectroniques, en insistant sur la sensibilité exceptionnelle des plasmons de surface aux variations d'environnement optique. Ce socle théorique constitue la base essentielle pour la compréhension et la mise en œuvre des capteurs plasmoniques développés dans les chapitres suivants.



CHAPITRE II
CAPTEURS SPR
STRUCTURES ET APPLICATIONS

II. Introduction

Les capteurs plasmoniques basés sur la résonance des plasmons de surface (SPR) connaissent un développement remarquable en raison de leur sensibilité élevée et de leur capacité à détecter de faibles variations d'indice de réfraction à l'interface métal-diélectrique. Leur utilisation dans la mesure de température se révèle particulièrement prometteuse, notamment à travers l'intégration de structures plasmoniques de type métal-isolant-métal (MIM). Dans ce chapitre, nous présentons les composants nécessaires à la réalisation de capteurs SPR, les différents types de guides plasmoniques, ainsi que les architectures intégrant des fibres optiques. Une attention particulière sera portée aux structures MIM et à leur pertinence pour les applications de capteurs température.

II.1 Les capteurs

II.1.1 Définition

Un capteur est un dispositif transformant d'une grandeur physique observée en une grandeur utilisable, telle qu'une tension électrique, une fréquence, une hauteur de mercure, une intensité ou la déviation d'une aiguille. On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite caractériser, délivre une grandeur physique exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (figure II.1).

Par exemple Un thermocouple est un capteur de température, dont la sortie est une tension électrique dépendant de la température. Cette conversion est représentée en général par une équation mathématique qui découle directement de la loi physique exploitée dans le capteur, au besoin corrigée et complétée par des termes de type expérimental. [31]

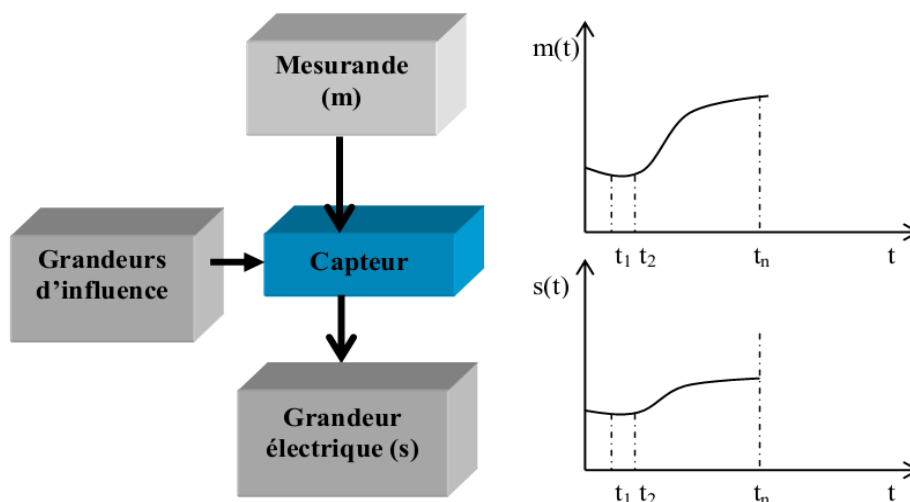


Figure II.1 : Définition d'un capteur.

Le capteur est le premier élément de la chaîne de mesure. Il transforme les grandeurs physiques ou chimiques non électriques en un signal électrique.

La grandeur à mesurer est appelée mesurande « **m** ». Le rôle du capteur est donc de convertir « **m** » en une grandeur électrique qu'on appellera la mesure « **s** » et qui peut être une impédance (on parle dans ce cas de capteurs passifs) ou une charge, un courant ou une différence de potentiel (ddp) (on parle ici de capteurs actifs). [32]

II.1.2 Classification des capteurs :

On peut classer les capteurs en deux grandes familles en fonction de la caractéristique électrique de la grandeur de sortie. Cette classification influe sur le conditionneur qui lui est associé.

II.1.2.1 Capteurs passifs :

Ils sont basés sur un effet physique qui permet de transformer l'énergie du mesurande (énergie mécanique, thermique ou de rayonnement), en énergie électrique. La réponse en sortie d'un capteur actif peut être un courant, une tension ou une charge. Parmi ces effets, les plus importants sont : L'effet thermoélectrique L'effet piezo-électrique L'effet photo-électrique L'effet pyro-électrique L'effet d'induction électromagnétique L'effet Hall L'effet photovoltaïque. Le *Tableau II. 1* ci-dessous résume, en fonction du mesurande, les effets utilisés pour réaliser la mesure. [33]

Mesurande	Effet utilise (grandeur de sortie)	Matériaux
Température	Résistivité	Platine, nickel, cuivre, semi-conducteurs verre
Très basse Température	Constante diélectrique	
Flux optique	Résistivité	semi-conducteurs
Déformation	Résistivité perméabilité	Alliages nickel Alliages ferromagnétiques
Position	Résistivité	Magnétorésistance Bismuth, antimoine de l'indium
Humidité	Résistivité	Chlorure de lithium

Tableau II. 1 : Effets utilisés pour les capteurs passifs.

Merit » *FOM*, un facteur utilisé pour analyser, globalement, les performances d'un capteur SPR.

$$FOM = \frac{S}{FWHM} \quad (II.2)$$

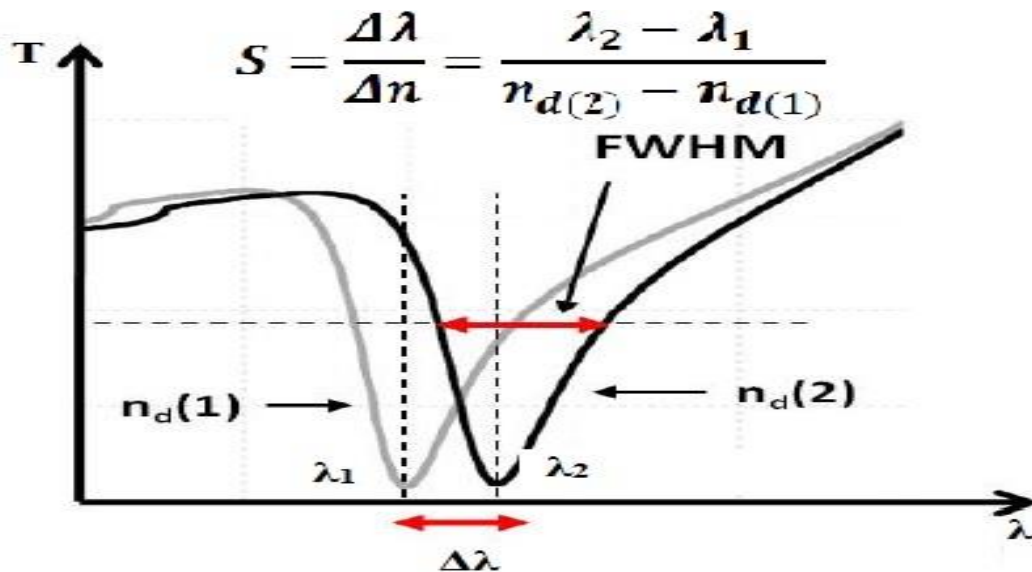


Figure II.2 Déplacement du signal SPR avec un changement de l'indice de réfraction du diélectrique n_d

Ainsi, pour une même variation Δn_d , si le *FOM* est élevé cela indique un déplacement spectral important du signal ou un signal plasmonique plus étroit (moins d'erreur dans la détermination de longueur d'onde de la résonance). Dans les deux cas cela se traduit par une meilleure performance du capteur [34]

b. étalonnage :

Elle définit la relation entre grandeur d'entrée et grandeur de sortie du capteur. C'est une courbe en régime permanent qui ne donne pas d'informations sur les caractéristiques transitoires du capteur. Il peut s'agir d'une courbe qui lie la concentration injectée dans un capteur à la grandeur physique en sortie, comme une intensité optique dans le cas d'un capteur optique par exemple (Figure II.3). [35]

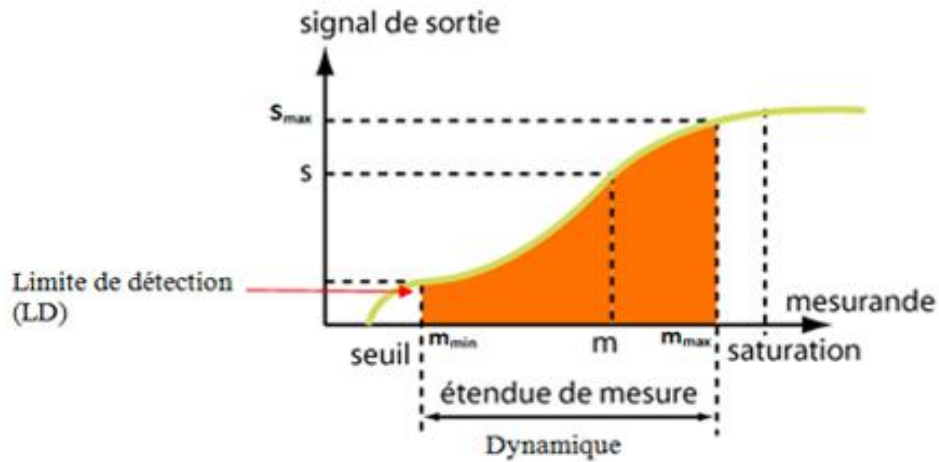


Figure II.3 : Courbe d'étalonnage d'un capteur.

a. La linéarité :

La linéarité est une caractéristique qui définit la constance de la sensibilité sur toute la plage de mesure. C'est la zone dans laquelle la sensibilité du capteur est indépendante de la valeur de la mesurande. Cette zone peut être définie à partir de la définition d'une droite obtenue comme approchant au mieux la caractéristique réelle du capteur, par exemple par la méthode des moindres carrés. On définit à partir de cette droite l'écart de linéarité qui exprime en % l'écart maximal entre la courbe réelle et la droite approchant la courbe. [36]

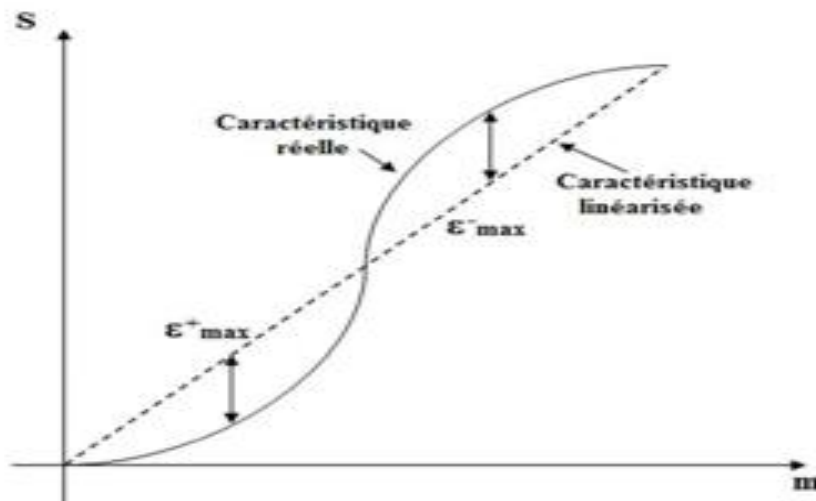


Figure II.04 : Exemple de linéarisation de caractéristiques

d. Réponse du capteur ou dynamique :

La réponse du capteur est définie sur sa courbe d'étalonnage (figure II.3). C'est la zone qui représente le domaine de réponse du capteur avant saturation. A l'extérieur de cette zone, se trouvent deux valeurs particulières :

la limite de détection (LD) et la saturation. Le phénomène de saturation est fréquemment rencontré en physique. Même si la valeur du mesurande augmente, la grandeur de sortie ne peut dépasser une valeur maximale S_{max} : pour $m \leq m_{max}$, $S = S_{max}$. On ne peut donc pas effectuer de mesure pour des valeurs au-dessus de m_{max} . La limite de détection ou seuil correspond à la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée, avec une incertitude acceptable. [37]

e. Résolution (Précision) La résolution correspond à la détection d'une faible variation de l'indice de réfraction $\Delta n d$ par un déplacement visible de la longueur d'onde de résonance λ du signal plasmonique. Ce paramètre est déterminé par la mesure de la limite de détection LD , exprimée par :

$$LD = \frac{(\Delta\lambda)_{min}}{S} \quad (II.3)$$

$(\Delta\lambda)_{min}$ est la variation spectrale minimale de la longueur d'onde de résonance (souvent égale à la valeur du niveau du bruit du capteur) et S la sensibilité.

De nos jours, un analyseur de spectre optique à haute résolution peut atteindre une longueur d'onde résolution de $d\lambda = 0,01$ nm. La résolution de détection de l'indice de réfraction est défini par $SR = (\Delta n d / \Delta\lambda) \times d\lambda$. Les données de la littérature présentent les limites de résolution en divisant la précision propre à chaque méthode et appareillage employés par la sensibilité du capteur. Des limites de détection de l'ordre de 10^{-6} sont obtenues par une étude angulaire ainsi que pour une interrogation spectrale, de 10^{-5} pour la mesure de l'intensité lumineuse.

Pour qu'un capteur SPR soit performant, sa sensibilité doit être la plus grande possible avec un faible bruit de mesure. Ceci se traduit donc par une très faible valeur de la résolution reflétant une grande capacité à sonder la perturbation externe (dépôt d'une couche biologique, variation d'indice). [38]

f. Temps de réponse ou rapidité :

La rapidité est caractérisée par le temps que met le capteur à réagir à une variation brusque de la mesurande. Cependant la valeur finale est le plus souvent atteinte de manière asymptotique, elle correspond au temps nécessaire pour que le capteur délivre une certaine portion α de la pleine amplitude du signal. Le temps de réponse noté t_α est tel que α vaut généralement 90%. La connaissance du temps de réponse d'un capteur est un élément essentiel lors de la réalisation de mesures.

g. Sélectivité :

Un capteur est dit sélectif, si la variation du signal de sortie est due uniquement à la seule grandeur (physique, chimique, biologique...) qu'on veut mesurer. C'est la capacité du capteur à ne mesurer qu'une seule grandeur dans le milieu où il est utilisé ou en d'autres termes, d'être le plus insensible aux grandeurs d'influence, grandeurs qui ne font pas l'objet de la mesure, mais influent seulement sur la sortie du capteur [39]

II.2. Différents types de capteurs optiques

L'utilisation de composants optiques, comme la fibre optique standard ou sous-marine dans les domaines des télécommunications optiques. a conduit à s'affranchir des perturbations électromagnétiques basses fréquences et à limiter les pertes optiques par propagation. Cette limitation a donc permis de mieux étudier le comportement des dispositifs optiques vis-à-vis des perturbations environnementales. Ainsi, le développement de capteurs optiques performants est rendu possible en s'intéressant aux différents mécanismes d'interactions physiques extérieures que l'on souhaite caractériser (Figure II.5). Il existe actuellement plusieurs capteurs optiques comme les capteurs de pression, de température, de vitesse, de position, d'humidité, mais aussi des capteurs biologiques. [40]

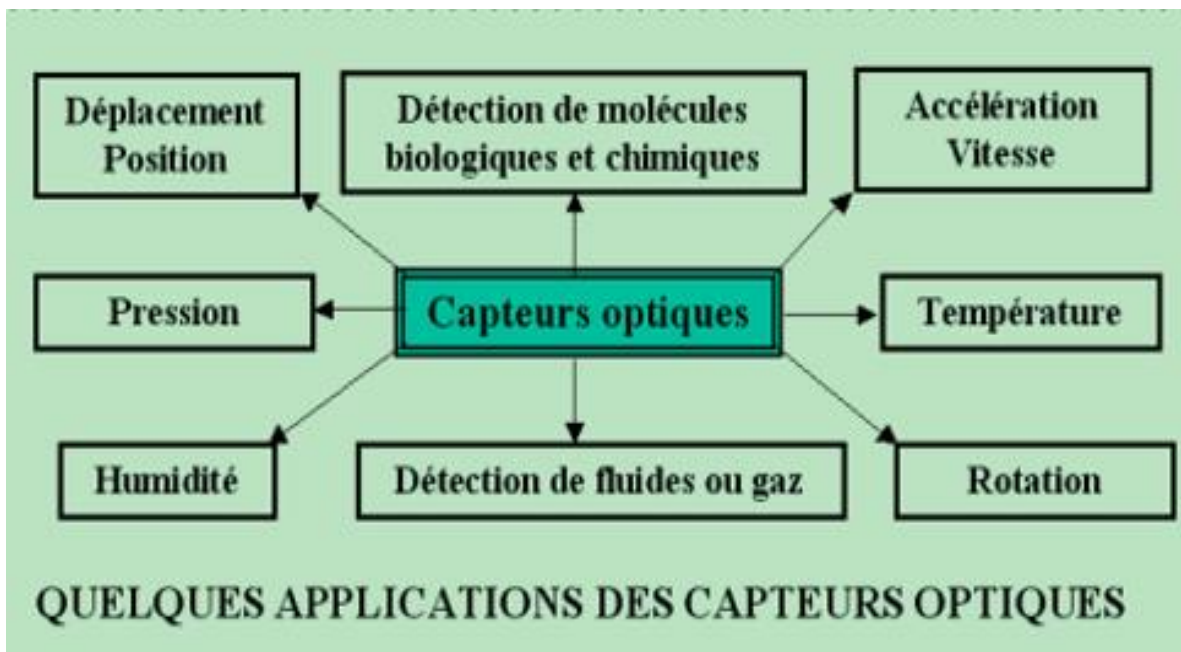


Figure II.5 : *Quelques exemples de grandeurs physiques détectables par des moyens optiques.*

II.3. Rappel de quelques notions théoriques d'optique guidée

Un guide d'onde optique, comme son nom l'indique, est un support de transport de l'énergie lumineuse d'un point vers un autre point. Il est actuellement utilisé dans divers domaines, comme les communications optiques, le traitement optique du signal et peut servir à des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification, etc. Dans ce paragraphe, seront définies quelques notions utiles à la compréhension du phénomène de guidage de la lumière. [41]

II.3.1 Guide d'onde optique

Un guide d'onde optique peut être défini comme une structure physique permettant de confiner et de guider de la lumière. Il existe une approche géométrique très "simpliste", basée sur la théorie des rayons lumineux, et une méthode plus rigoureuse, basée sur la résolution des équations de Maxwell, qui permettent d'étudier la propagation de la lumière dans un guide d'onde optique. Les deux approches montrent que, moyennant la réalisation de certaines conditions, la lumière peut se propager dans un guide, grâce au phénomène de réflexion totale. Il existe deux types de géométries de guides optiques, à savoir, les guides d'ondes à confinement unidimensionnel dits plans et les guides d'ondes à confinement bidimensionnel. Néanmoins, nous allons utiliser la structure plane pour introduire brièvement quelques propriétés caractéristiques de l'optique guidée. Une description détaillée de ces propriétés est faite dans la littérature comme « Cours de physique général : optique » de G. Bruhat. [42]

a. FILM METALLIQUE

La longueur de propagation d'un plasmon de surface sur une interface plane est trop faible pour envisager leur intégration dans les circuits optoélectroniques. En effet, le fort confinement du champ électromagnétique crée une forte absorption dans le métal. Pour diminuer les pertes dans les guides plasmoniques, il est nécessaire de déplacer la distribution du champ plutôt dans le diélectrique. [43]

La solution la plus simple pour modifier la propagation d'un plasmon de surface est d'utiliser un film métallique pris en sandwich entre deux milieux diélectriques Figure II.6. Les études de ces guides d'ondes ont mis en évidence des modes se propageant avec de très faibles pertes le long du film métallique. [44]

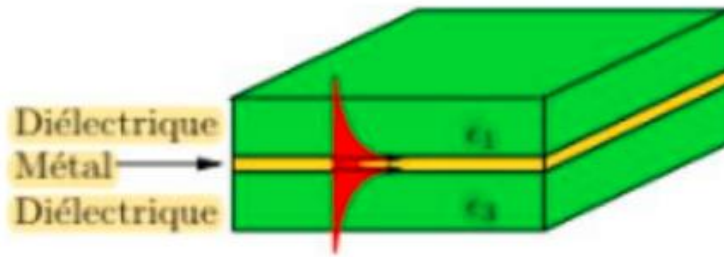


Figure II. 6 : *Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.*

Si le film métallique est suffisamment épais devant l'épaisseur de peau dans le métal, les champs associés aux plasmons de surface de chaque interface ne se recouvrent pas et se propagent indépendamment l'un de l'autre. En diminuant l'épaisseur du film, les modes supportés par chaque interface se couplent. Deux cas se présentent à nous : la structure symétrique et la structure asymétrique.

Cas d'une structure symétrique ($\epsilon_1 = \epsilon_3$) :

Dans le cas d'un film métallique mince entouré de matériaux diélectriques, de permittivités diélectriques ϵ_1 et ϵ_3 identiques, les deux modes de plasmons de surface se couplent à travers le métal pour donner lieu à deux nouveaux modes avec des fréquences et symétries du champ différentes (Fig.II.7). Ces modes couplés présentent les mêmes symétries pour les composantes de champ magnétique H_y et électrique E_z respectivement parallèle et perpendiculaire à la surface du métal. L'un des modes est antisymétrique, i.e. E_z et H_y s'annulent dans l'épaisseur du métal. L'autre mode est symétrique car il résulte de l'interférence constructive des deux plasmons de surface dans le métal. Les champs E_z et H_y ne s'annulent pas dans le métal ce qui augmente les pertes par absorption. Au contraire, le champ électrique du mode antisymétrique s'étale davantage dans le diélectrique et les pertes par absorption dans le métal diminuent. Ce mode antisymétrique est généralement nommé dans la littérature "Long-Range Surface Plasmon Polariton" (LRSPP) car sa longueur de propagation peut devenir très grande. Au contraire le mode symétrique qui s'atténue beaucoup plus vite au cours de la propagation est nommé "Short-Range Surface Plasmon Polariton".

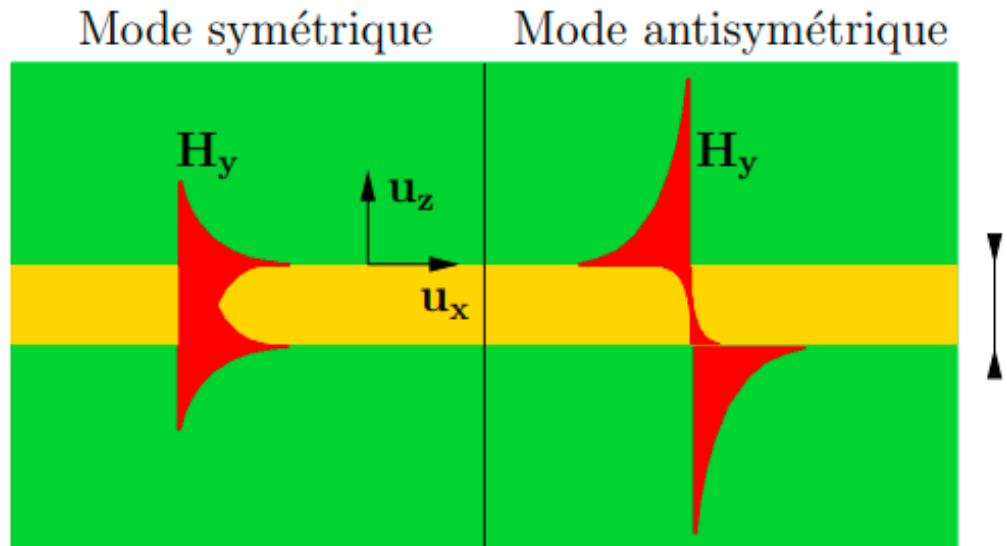


Figure II. 7 : Allure du champ magnétique H_y pour les modes symétrique et antisymétrique du film métallique.

En diminuant l'épaisseur du métal, on augmente la longueur de propagation du mode antisymétrique alors que les pertes augmentent pour le mode symétrique. Pour des faibles épaisseurs de métal (≈ 10 nm), les distances de propagation peuvent atteindre plusieurs cm dans le visible pour le mode LRSPP, i.e. 1000 fois mieux que le plasmon de surface d'une interface plane. Cependant l'augmentation des distances de propagation se fait au détriment du confinement du champ. En diminuant l'épaisseur du métal, on tend vers une onde plane propagative dans le milieu diélectrique plutôt que vers un mode guidé à proximité du métal. Un compromis est donc nécessaire entre longueur de propagation et confinement du mode : la diminution des pertes de propagation est liée à l'augmentation de la pénétration du champ électrique dans le milieu diélectrique.

Cas d'une structure asymétrique ($\epsilon_1 < \epsilon_3$) :

Dans ce cas, les modes se propageant sur chaque interface ont des vitesses de groupe et des atténuations différentes. Comme dans le cas symétrique, en diminuant l'épaisseur du métal, les modes de chaque interface se recouvrent et donnent lieu à deux modes couplés guidés par le film métallique : un mode non-radiatif ("bound mode") qui reste confiné le long du film métallique et un mode radiatif ("leaky mode") dont l'énergie s'échappe du film dans le milieu diélectrique de plus fort indice. Le champ électrique de l'un de ces modes peut s'annuler dans l'épaisseur du métal. On parle donc de mode antisymétrique et symétrique par analogie avec les modes de la structure symétrique.

Les modes radiatifs et non-radiatifs présentent des relations de dispersion différentes en fonction de l'épaisseur du film et du choix des diélectriques. Le champ des modes non-radiatifs décroît exponentiellement en s'écartant de la surface et les pertes sont dues à l'absorption dans le métal. Les modes radiatifs correspondent à des plasmons de surface qui se propagent le long de l'interface de plus faible indice (diélectrique 1/métal), avec une décroissance du champ exponentielle à travers le film métallique et une fuite dans le milieu de fort indice (diélectrique 3). Les pertes de ce mode sont de deux natures : par absorption dans le métal et par couplage radiatif dans l'un des diélectriques. Si le film métallique n'est pas trop mince, alors le mode radiatif se propage avec moins de pertes que le mode non-radiatif, car l'absorption est plus faible et le couplage radiatif peu élevé

b. RUBAN METALLIQUE

Les films métalliques offrent un intérêt assez limité en pratique puisque le confinement du champ n'a lieu que dans la direction perpendiculaire à la propagation. Il faut donc limiter la largeur du film pour confiner le champ latéralement. Considérons le cas d'un guide plasmonique composé d'un ruban métallique de largeur et d'épaisseur finie représenté schématiquement sur la Figure II.8. Le confinement 2D des plasmons de surface est assuré dans le plan transverse à la direction de propagation. Cette géométrie est très utile car en principe elle permet aussi bien de transmettre des signaux optiques sur des courtes distances, ou de faire du démultiplexage en longueur d'onde. De plus en combinant plusieurs rubans métalliques, il est possible de réaliser des composants passifs comme des coupleurs ou séparateurs d'ondes. [43]

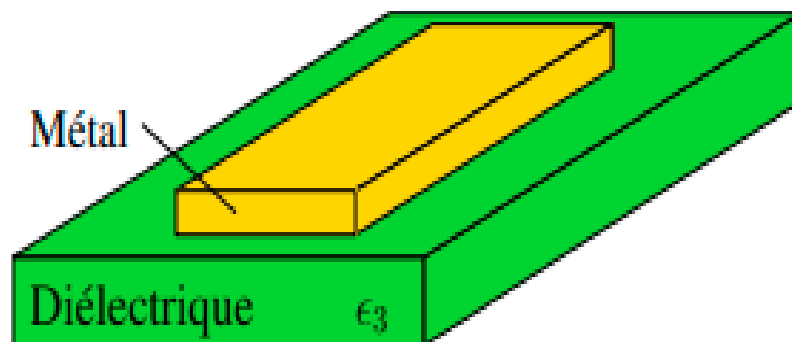


Figure II. 8 : Ruban métallique déposé sur un substrat diélectrique. Il constitue un guide pour les modes de plasmons de surface couplés se propageant sur les interfaces du ruban.

c. RUBAN DIELECTRIQUE SUR UN FILM METALLIQUE

Le confinement à la fois vertical et latéral d'une onde de surface peut également être obtenu avec une structure inverse à la précédente : un ruban diélectrique déposé sur un substrat métallique massif joue le rôle de guide d'onde Figure II .9. [45]

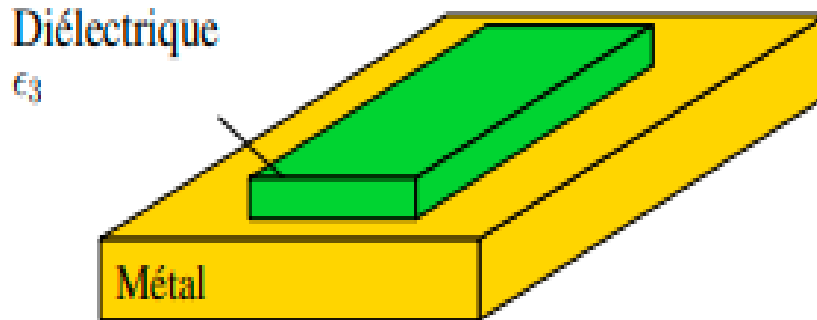


Figure II. 9 : *Ruban diélectrique d'indice ϵ_3 dans un milieu d'indice $\epsilon_1 < \epsilon_3$ déposé sur une surface métallique. Les plasmons de surface restent confinés sous le guide d'onde diélectrique [45]*

d. GUIDE METAL/DIELECTRIQUE/METAL

Une autre solution pour confiner très fortement les modes est de placer un diélectrique entre deux films métalliques épais Figure II.10. Le mode fondamental de la structure métal diélectrique métal est un mode couplé constitué des deux plasmons de surface de chaque interface. [46]

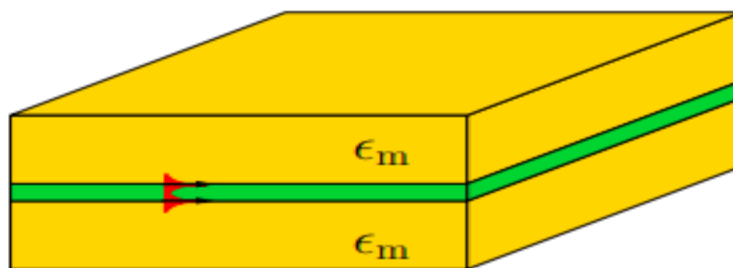


Figure II. 10 : *Couche diélectrique entre deux couches métalliques. Les plasmons de surface se propagent aux interfaces du diélectrique et des métaux avec un excellent confinement et une augmentation de l'indice effectif.*

e. CANAL EN FORME DE SILLON METALLIQUE

Ce type de structure avait déjà été proposé théoriquement dans la littérature. Une photographie et une vue simplifiée du guide sont représentées dans la Figure II.11

Ce guide peut être vu comme un guide à gradient d'indice, qui permet de confiner le mode fondamental au fond du sillon. Il faut néanmoins nuancer ce résultat. Le champ électromagnétique du mode Fondamentals est repoussé en dehors du guide lorsque la longueur d'onde augmente. Par ailleurs, un compromis doit être établi entre le confinement du mode et les pertes. En effet, au fond du sillon, le mode s'étend aussi dans le métal, ce qui augmente l'absorption. Une alternative à ce problème est alors de considérer la structure inverse représentée dans la Figure II.12. [47]

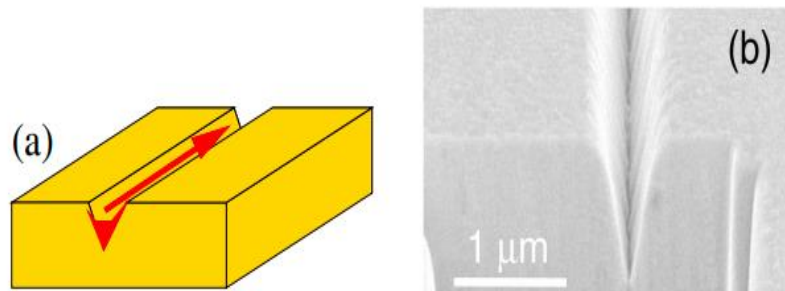


Figure II. 11 : *Un guide plasmonique en forme de sillon métallique permet de guider l'énergie du mode avec un très fort confinement de la lumière : (à gauche) vue schématique, (à droite) photographie prise au microscope électronique à balayage.*

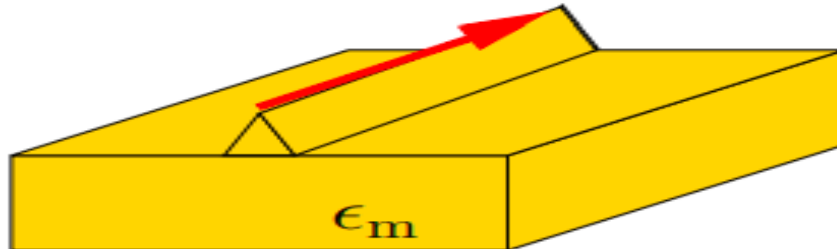


Figure II. 12 : *Structure inversée du sillon métallique (Wedge channel plasmon polariton). Le plasmon de surface se propage le long de l'arête métallique.*

f. Chaînes de nanoparticules métalliques

L'interaction forte entre les nanostructures métalliques individuelles et la lumière permet de transférer de l'énergie de proche en proche et de réaliser des guides d'ondes. En effet, la lumière permet d'exciter des plasmons de volume dans les nanostructures métalliques qui se comportent alors comme des dipôles. En plaçant de manière ordonnée les nanoparticules métalliques à quelques dizaines de nanomètres les unes des autres (Figure II.13), les particules métalliques ont alors un comportement collectif, et la lumière peut se propager le long du guide. Il s'agit d'un des rares guides plasmoniques rapportés dans la littérature ayant une structuration

périodique. Néanmoins, le faible couplage entre les particules ainsi que les pertes radiatives trop importantes limitent fortement ce système pour guider efficacement la lumière. [49]

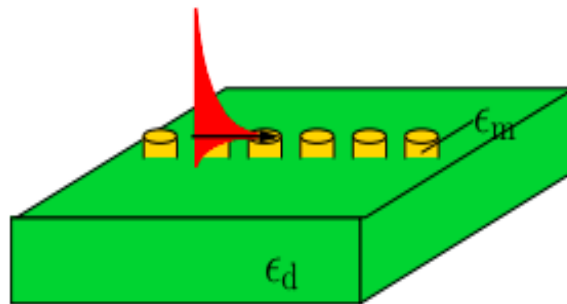


Figure II.13 Chaîne de nanoparticules métalliques déposées sur un substrat diélectrique.

II.4 .GÉNÉRALITÉS SUR LES FIBRES OPTIQUES

La technologie et les applications des fibres optiques ont évolué rapidement durant ces dernières années. La lumière se propageant à l'intérieur des fibres optiques est sensible aux perturbations se produisant à l'extérieur du cœur. La transmission de la lumière dans ces fibres dépend de la nature et de l'intensité de la perturbation. [52] Pour commencer, il nous semble important de préciser quelques notions sur les fibres optiques que nous serons amenés à évoquer tout au long de cette mémoire fin étude. Comme nous le montre la Figure II.14, la fibre optique est typiquement formée de trois couches concentriques, le cœur, la gaine optique et la gaine mécanique. La lumière se propage essentiellement dans le cœur de la fibre. Un faisceau lumineux injecté à l'une des extrémités de la fibre subit des réflexions totales à chaque dioptre (interface cœur-gaine) en raison de la différence d'indices du cœur et de la gaine (l'indice du cœur étant plus élevé que celui de la gaine), puis sort à l'autre extrémité. [54]

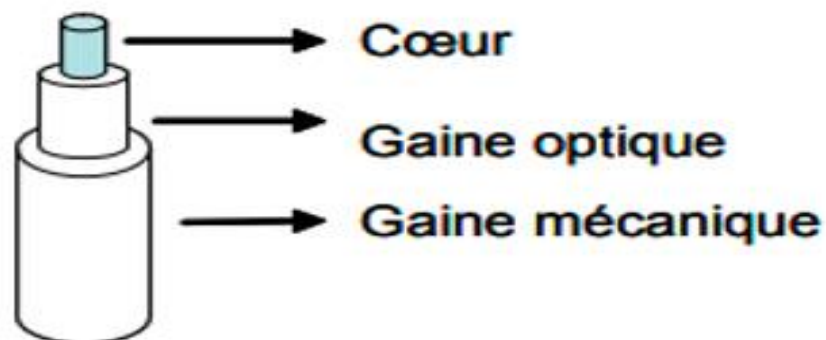


Figure II.14 : Fibre optique formée d'un cœur entouré par une gaine optique et une gaine mécanique.

Les fibres optiques sont classifiées en fonction du profil d'indice des différentes couches diélectriques constituant le cœur et la gaine. Nous distinguons deux types de fibres, les fibres

à gradient d'indice et, les plus standards, les fibres à saut d'indice représentées dans la Figure II.15. Dans ce dernier cas, le cœur est homogène et son indice de réfraction constant. [55] Enfin, toutes ces fibres peuvent être monomodes ou multimodes.

Quel que soit le type de la fibre, un faisceau lumineux sera d'autant mieux guidé qu'il parvient sous une incidence proche de la normale sur la face d'entrée de la fibre. Comme pour beaucoup de systèmes optiques, il existe un angle d'admission limite qui détermine le cône d'entrée au-delà duquel le rayon n'est plus guidé par la fibre. Cet angle d'acceptance noté θ_{acc} illustré sur la Figure II.15, définit l'ouverture numérique (ON). [56], [57]

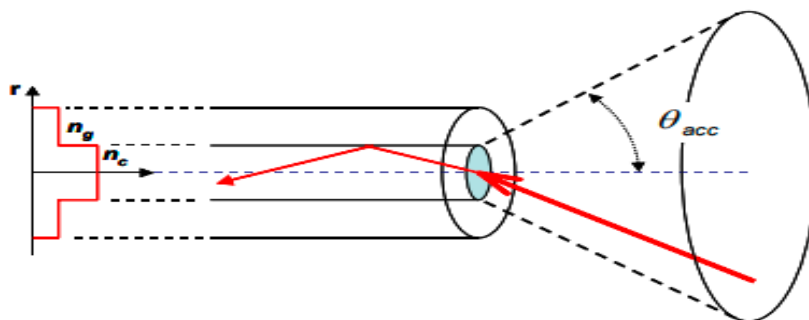


Figure II.15 : *Fibre optique à saut d'indice. Le cône d'incidence définit l'ouverture numérique de la fibre (n_g : indice de la gaine optique, n_c : indice du cœur).*

Pour les fibres à saut d'indice, l'ouverture numérique se calcule à l'aide de la loi de Descartes ; dans un milieu extérieur à la fibre d'indice de réfraction n_s , un rapide calcul donne la relation qui relie l'ouverture numérique aux indices de réfraction du cœur et de la gaine optique (équation II.4 et 5)

$$n_s * \sin\theta_{acc} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{II.4})$$

$$ON = \sin\theta_{acc} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{II.5})$$

Il en résulte que l'ouverture numérique est d'autant plus grande que le saut d'indice est important. [58]

II.5 – CAPTEUR À FIBRE OPTIQUE (CFO)

II.5.1.Définition

Un Capteur à Fibre Optique (CFO) est un dispositif comprenant au moins une fibre optique qui permet de recueillir des informations représentatives de grandeurs physiques observées. Cette observation se fait par l'intermédiaire d'ondes lumineuses circulant dans la ou les fibres. Depuis de nombreuses années, sous le vocable « capteur à fibre optique », est englobée une très grande diversité de capteurs dans lesquels la fibre joue des rôles très différents.

Si la fibre est l'élément sensible lui-même, le capteur est alors dit intrinsèque. Si la fibre joue le rôle de simple support pour le transport de l'information [59] recueillie par une cellule sensible, le capteur est alors extrinsèque. Parfois, elle est uniquement un composant du capteur (modulateur, retardateur...).

Une contradiction entoure la notion de CFO et concerne « l'immunité » et la « sensibilité » des fibres vis à vis de l'environnement. Ce paradoxe, mis en exergue au début des années 1980 confronte l'idée suivante : d'une part les fibres optiques, en majeure partie développées pour les télécommunications, présentent l'avantage sur les câbles métalliques d'être insensibles aux perturbations environnantes ; d'autre part, les mots même de « capteurs à fibres » laissent entrevoir le fait que les fibres puissent être sensibles comme capteur. Depuis quelques années, les deux domaines tendent à se rapprocher : les réseaux de capteurs font appel aux deux techniques ; un grand nombre de capteurs à fibres « sensibles » sont interconnectés sur des bus ou des réseaux par d'autres fibres « insensibles ». Ainsi, les CFO fondés sur le principe de résonance plasmon de surface (SPR) répondent parfaitement à cette évolution, avec une zone sensible donc intrinsèques et une zone non traitée dite extrinsèque qui assure le transport de l'information de la source au spectromètre.

Le champ d'application des CFO est en expansion et couvre désormais presque tout l'ensemble de la mesure des grandeurs physiques. Les CFO présentent plusieurs avantages, ces derniers vont être rapidement listés dans le paragraphe suivant. [60]

II.5.2 – Avantages des capteurs à fibre optique

Depuis 1980, l'utilisation des fibres optiques dans le domaine de la détection et des mesures est très répandue mais elle reste toutefois bien secondaire à l'utilisation des fibres dans les télécommunications. Ce développement néanmoins très important, les CFO le doivent aux nombreux avantages qu'elles procurent. En particulier, nous pouvons citer, la possibilité de détection in situ, les faibles pertes sur les signaux transportés (peu d'atténuation), le tout pour un prix souvent réduit et un faible coût de maintenance. Citons encore :

la possibilité de faire des mesures à distance en utilisant la fibre comme capteur et porteur du signal ; cet avantage est particulièrement intéressant pour la détection de polluants dans des environnements à hauts risques (substances toxiques ou bien températures élevées).

Une facilité du multiplexage, ce qui permet des mesures simultanées sur plusieurs points d'échantillonnage.

-La possibilité de transmettre plusieurs longueurs d'ondes, provenant de signaux différents, dans une même fibre et dans la même direction de propagation. Ceci donne la possibilité de contrôler plusieurs substances avec le même capteur.

La miniaturisation du capteur.

La flexibilité géométrique, permettant l'accès à des endroits difficiles pour d'autres capteurs usuels.

Le caractère inerte de la silice et de la lumière, les rendant moins dangereux dans les environnements explosifs que les capteurs utilisant des signaux électriques.

La quasi-immunité des fibres optiques vis à vis des interférences électromagnétiques.

Ajoutons que dans des systèmes de CFO, l'absence de pièces mécaniques en mouvement élimine les phénomènes d'usure, ce qui offre à ce type de capteur une excellente potentialité de survie. En revanche, les CFO pour la détection d'espèces chimiques et biologiques sont généralement sensibles à des paramètres indésirables pour la détection. Un exemple est la non spécificité de ces capteurs, c'est à dire leur sensibilité à plusieurs espèces chimiques en même temps, ce qui nécessite alors des étapes de fonctionnalisation des zones sensibles. [61], [62]

II.5.3 – Architectures des CFO

De manière générale, l'architecture d'un CFO comporte les sous-ensembles suivants :

Un émetteur de lumière :

Les sources possibles sont les lampes halogènes, les lasers, les diodes électroluminescentes (DEL), les diodes lasers (DL)... Chacune de ces sources possède des caractéristiques différentes (puissance, cohérence, fiabilité, dimensions, prix...)

Une fibre optique :

Celle-ci peut être multimodes ou monomode, à saut ou à gradient d'indice, elle est le plus souvent en silice.

Un transducteur :

Une des caractéristiques physiques de la lumière traversant le transducteur (intensité, polarisation, longueur d'onde...) sera modifié par le signal environnant à mesurer. Dans ce travail la zone sensible de la fibre constitue elle-même cet élément.

Un récepteur de la lumière :

Ce sont des photomultiplicateurs, des photodiodes, des CCD. Le bruit associé aux détecteurs et leurs équipements électroniques, limite la capacité de détection. Il faut ajouter que la réponse du détecteur varie souvent en fonction de la longueur d'onde.

Une chaîne de traitement du signal :

Elle peut comporter des étages d'amplification, des circuits de filtrage, un démodulateur extrayant l'information liée au paramètre recherché et souvent un logiciel gérant l'expérimentation et l'exploitation.

Des composants optiques complémentaires (Coupleurs, polariseurs, lames retards, connecteurs...) sont aussi souvent utilisés. Ces sous-ensembles sont importants au fonctionnement du capteur, le choix de chacun d'eux doit donc être optimal, mais très souvent des compromis sont nécessaires pour des raisons économiques.

II.5.4 – Configurations des capteurs SPR à base de fibres optiques

Dans la littérature nous avons recensé au moins 6 types de configurations expérimentales pour l'étude et le développement des capteurs SPR à fibre optique. Ces montages ont été développés pour les analyses dans des milieux liquides ou gazeux. Ces études sont basées sur l'emploi de fibres multimodes et monomodes. Typiquement, ces CFO sont réalisés à partir de fibres optiques dont le cœur a été dénudé sur une longueur limitée (~15 mm) puis revêtu par une ou des couches métalliques (argent ou or en général).

Si la zone métallisée dite « sensible » se situe au milieu de la fibre, on parlera alors de capteur en transmission ou “in-line transmission-based” CFO à SPR. La Figure II.16 présente en particulier le dispositif expérimental proposé par Abdelghani et al. Pour ce type de configuration, la lumière issue d'un laser ou d'une lampe halogène est injectée à une extrémité de la fibre et recueillie à l'autre extrémité par une photodiode ou un spectromètre. Selon que l'on injecte une lumière monochromatique ou une lumière polychromatique, le mode d' « interrogation » ne sera pas le même. Dans le premier cas, il faudra maîtriser l'angle d'injection du faisceau laser dans la fibre tel qu'il est décrit sur la Figure II.17.

Il s'agit alors de mesurer la puissance lumineuse transmise en fonction de l'angle d'injection. Cette technique demande un ensemble de composants d'interrogation et de rotation qui compliquent le système et le rendent relativement encombrant. Dans le second cas, il sera nécessaire de disposer d'un spectromètre afin d'effectuer une analyse en énergie (longueur d'onde). Cette méthode consiste à mesurer les variations du minimum de transmission de la lumière dans la fibre en fonction de la longueur d'onde. Ce type d'analyse (source blanche et analyse spectrale) permet de contourner divers inconvénients liés au contrôle difficile de la polarisation et de l'analyse angulaire classique. D'autres méthodes ont été explorées comme l'étude de la modulation de phase et de polarisation. Pour les CFO, les méthodes les plus exploitées restent néanmoins l'interrogation angulaire ou spectrale. [61]

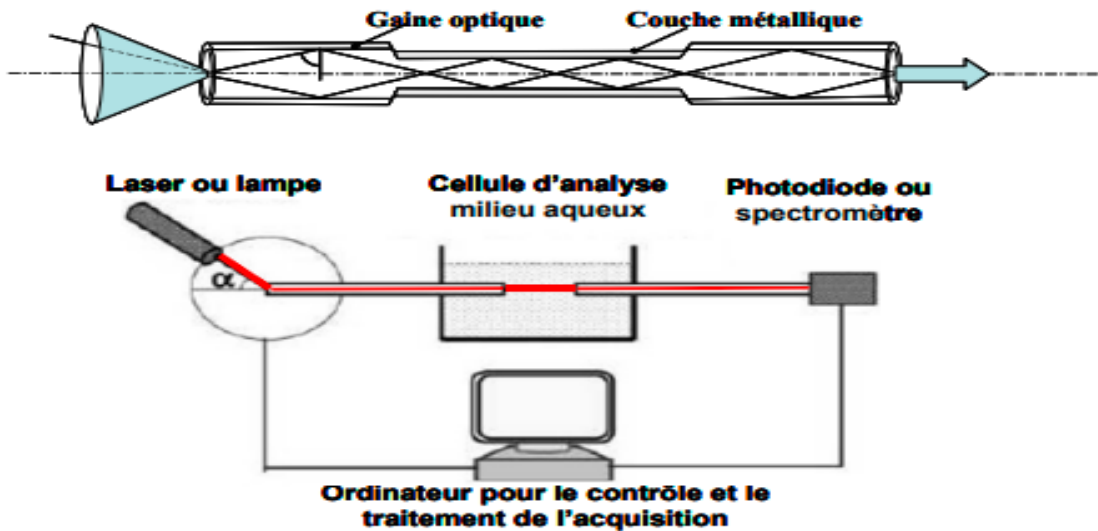


Figure II.16 : CFO dite aussi « biconique » où la zone de détection se situe au milieu de la fibre optique. [61]

Une autre configuration fondée sur la même idée existe dans la littérature. Il s'agit en particulier de l'utilisation de fibres formées par soudage de trois fibres de diamètres de cœur différents (Figure II.17). Cette configuration est appelée en anglais « heterocore structured » CFO. Ici, on cherche délibérément à transmettre la lumière incidente du cœur vers la gaine optique, et c'est sur cette dernière que le dépôt métallique est réalisé. La lumière est ensuite réintroduite dans la fibre multimode et guidée jusqu'au système de détection. Cette géométrie a l'avantage d'être relativement simple à réaliser car elle ne nécessite pas le dénudage de la fibre. Elle permet de plus de réaliser des longueurs reproductibles de la zone sensible avec des jonctions nettes. Le principe de détection de cette configuration reste néanmoins le même, à savoir le SPR.

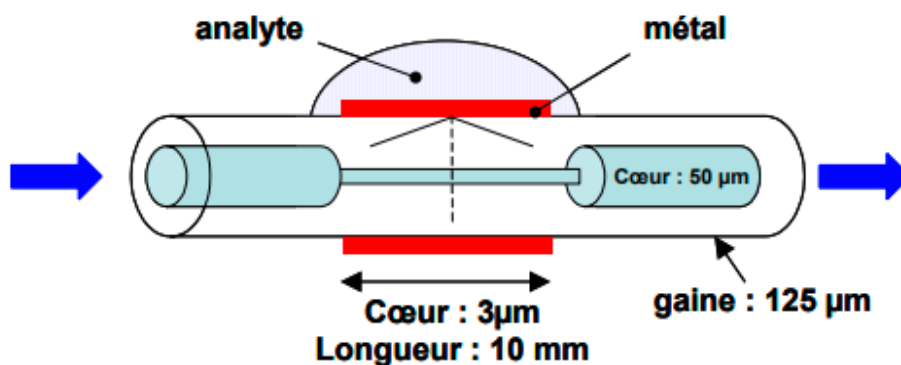


Figure II.17 : Illustration d'un CFO « heterocore » formé par le soudage de trois fibres optiques de même diamètre de gaine mais de diamètres de cœur différents [62]

Une dernière configuration en transmission décrite dans la littérature consiste à utiliser des fibres optiques courbées et fixées dans un bloc de silice comme nous le montre la Figure II.18. Dans cette configuration la gaine de la fibre est enlevée par polissage sur un seul côté. D'après Slavik et al. En interrogation spectrale, cette configuration de fibre permet d'atteindre des limites de détection de 5×10^{-7} RIU ce qui est excellent (RIU étant l'Unité de l'Indice de Réfraction, ou Réfractive Index Unit en anglais). Signalons que pour ce type de capteur, le contrôle de la polarisation est indispensable du fait du caractère asymétrique du capteur.

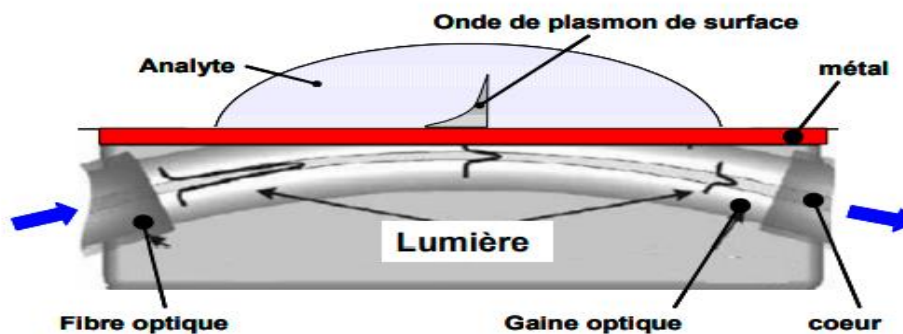


Figure II.18 : Illustration d'un CFO ayant sa zone sensible polie sur un seul côté de la fibre optique qui est fixée dans un bloc de silice.

Enfin, nous avons également recensé des montages qui utilisent des fibres dont la face d'entrée est clivée avec un angle de 45° . D'après les auteurs, cet angle permettrait une meilleure insertion de la lumière et permettrait en conséquence de travailler sur une gamme d'indice de réfraction plus large.

Dans ce qui précède nous avons parlé des CFO en transmission (in-line transmission based) ; Nous allons maintenant reporter des travaux réalisés sur des CFO parnt en réflexion, sont appelés en anglais "terminated reflection-based" CFO à SPR . Le point commun des différentes configurations que nous allons lister, est que la lumière est injectée dans la fibre et qu'un miroir disposé sur la face de sortie réfléchit le signal (Figure II.19). L'avantage évident de ces configurations est qu'elles permettent une miniaturisation de la sonde puisque la partie sensible est réduite du fait du double passage de la lumière sur cette zone.

Nous avons recensé des travaux effectués sur des sondes de géométries effilées ou clivées comme représentées sur la Figure II.19. La géométrie « gravure droite » (Figure II.19.A) est la plus couramment utilisée. Récemment, des résultats sur des fibres dont les extrémités comportent quatre faces polies (tetra-tapered fiber optic sensors) ont été publiés (Figure II.19.D) ; ce type de capteur a été développé pour ajuster les longueurs d'onde de résonance, mais aussi et surtout pour réaliser avec le même montage, deux études d'indice simultanément ; ceci est possible en contrôlant les longueurs d'onde de résonance sur deux zones clivées (les deux autres zones étant considérées comme des miroirs). Cette modification de la géométrie paraît intéressante pour régler, en fonction des applications, la gamme de longueur d'onde de résonance sondée sans ajouter des couches diélectriques supplémentaires. [62]

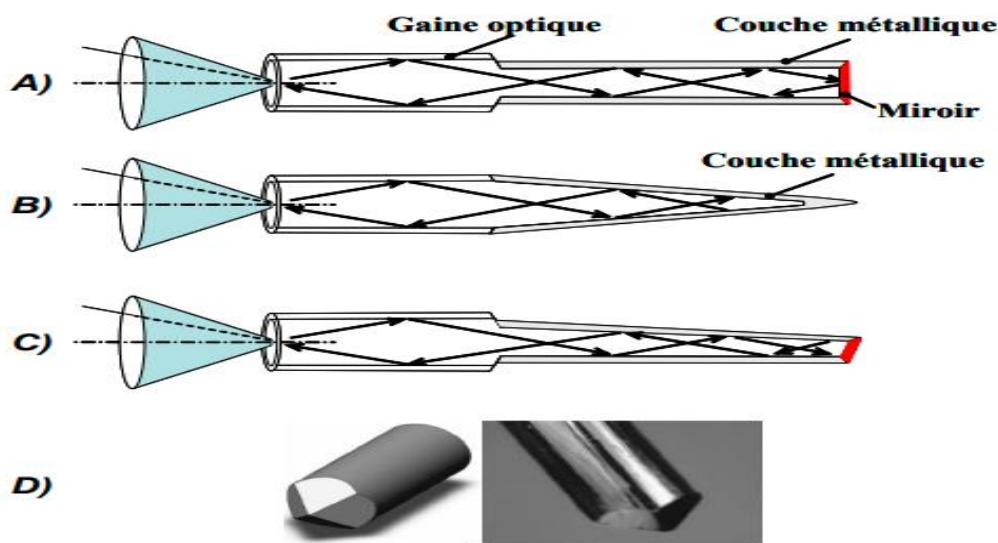


Figure II.19 : Différents clivages et/ou gravures d'extrémité de fibres utilisées comme CFO.

A) gravure droite ; B) gravure en pointe ; C) double face ; D) 4 faces polies.

Dans le même ordre d'idée, des travaux ont également été effectués, notamment avec les fibres « double face » (Dual-channel FOS), pour mesurer une auto-référence de l'indice de réfraction. Il s'agit ici de deux signaux indépendants mais qui proviennent de deux zones sensibles séparées d'une même fibre optique.

Citons enfin le développement de capteur SPR à fibre optique utilisant des pointes coniques gravées chimiquement en extrémité (Figure II.19.B et II.20). La fabrication de ce type de CFO est fondée sur la technologie des sondes de microscopes optiques en champ proche, ou SNOM. Cette géométrie de pointe est particulièrement attractive et des essais sont en cours actuellement au laboratoire (Figure II.20). [61] [62]

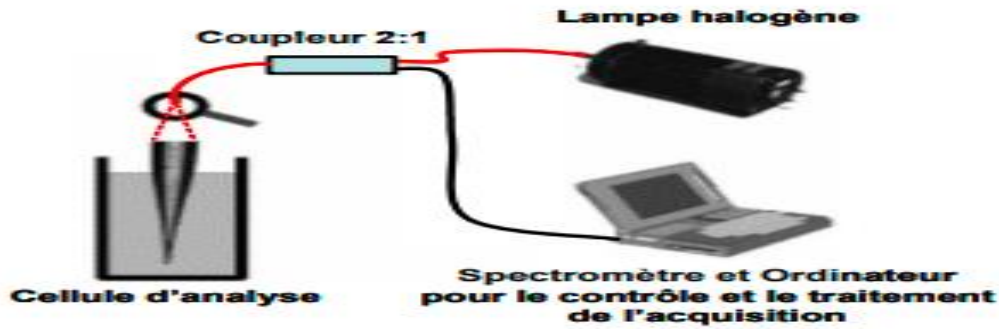


Figure II.20 : Capteur à fibre optique dont la zone sensible est une pointe conique.

Les applications des capteurs dont la zone sensible est en extrémité de fibre optique sont très prometteuses mais la construction de ces CFO en réflexion (terminated reflection-based systems) demeure relativement lourde. Aujourd'hui, les CFO en transmission (biconique) sont considérés les plus efficaces et les plus simples de réalisation. [62]

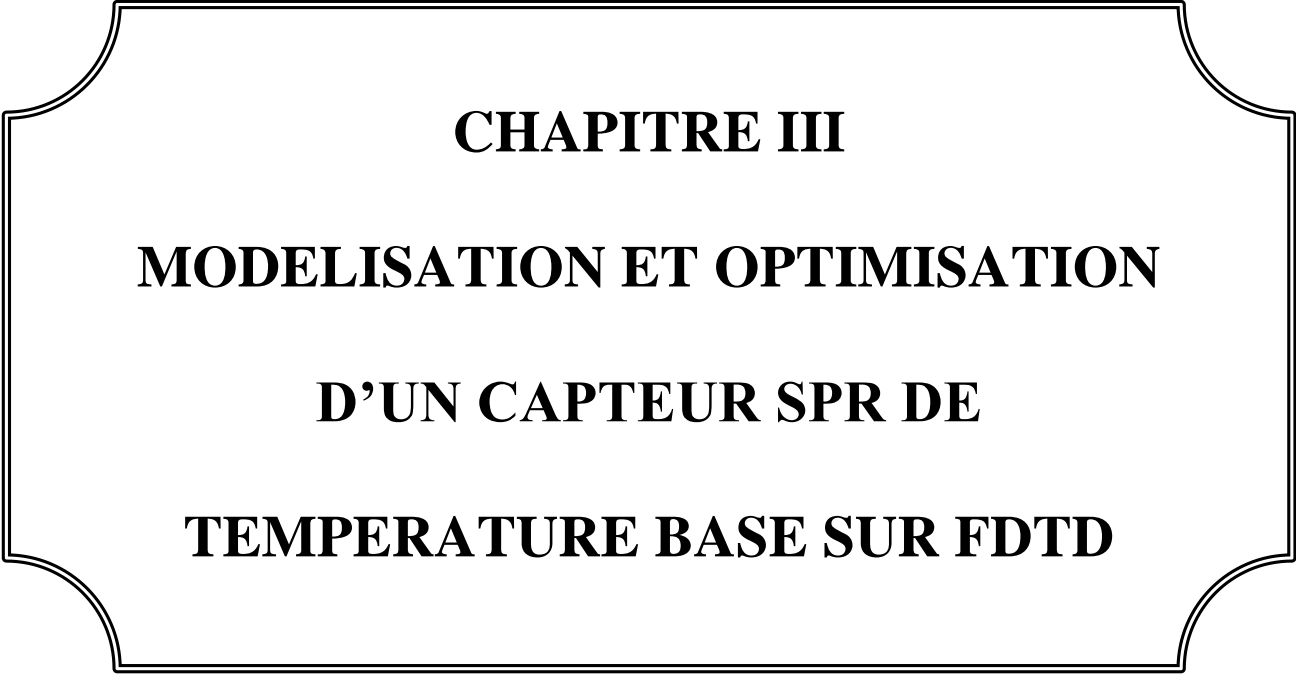
II.6 Conclusion

Ce chapitre a permis d'établir les fondements techniques et théoriques nécessaires à la compréhension et à la mise en œuvre des capteurs plasmoniques à résonance de surface (SPR), en insistant particulièrement sur leur intégration dans des structures optiques avancées. Nous avons tout d'abord clarifié les notions essentielles liées aux capteurs, leur classification (passifs et actifs), ainsi que les paramètres critiques définissant leurs performances, tels que la sensibilité, la résolution, la sélectivité ou encore le facteur de mérite (FOM).

Nous avons ensuite abordé les différentes architectures de guides plasmoniques, notamment les structures de type métal-isolant-métal (MIM), les films métalliques, les rubans métalliques et diélectriques, ainsi que les guides plasmoniques en sillons et en chaînes de nanoparticules, en montrant leurs avantages respectifs en termes de confinement du champ électromagnétique et de longueur de propagation.

Enfin, une attention particulière a été portée aux capteurs SPR à fibre optique, en explorant leurs principes de fonctionnement, leurs différentes configurations (en transmission ou en réflexion), ainsi que leurs avantages uniques, tels que leur miniaturisation, leur immunité aux interférences électromagnétiques et leur capacité à effectuer des mesures à distance avec une grande sensibilité.

Ces éléments constituent une base essentielle pour aborder, dans les chapitres suivants, l'étude paramétrique, la modélisation et l'optimisation de ces capteurs pour des applications de mesure de température de haute précision.



CHAPITRE III
MODELISATION ET OPTIMISATION
D'UN CAPTEUR SPR DE
TEMPERATURE BASE SUR FDTD

III.1 Introduction

L'objectif de ce travail est l'étude, la conception et l'optimisation des structures plasmoniques en vue de concevoir un capteur de température, en utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). [49]

III .2.1. Méthode des différences finies temporelles (FDTD)

La méthode des différences finies est une méthode numérique qui permet la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Elle est basée sur la discrétisation des équations de Maxwell.

La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système. [49]

III .2.2. Principe de base de la méthode FDTD

Dans un milieu homogène, isotrope, non dispersif, sans sources et transparent (permittivité et perméabilité magnétique relatives purement réelles). Dans un repère cartésien correspondant aux directions principales (Ox, Oy, Oz) du milieu, les équations différentielles sont définies dans le domaine temporel par : [49]

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right]$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right]$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right]$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial E_y}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right]$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right]$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right]$$

III.3. Présentation du logiciel R-soft CAD

III.3.1. Définition

RSoft CAD est le programme principal de RSoft Photonics et sert de programme de contrôle pour les modules de simulation de composants passifs RSoft BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD et DiffractMOD. Il est utilisé pour définir les entrées les plus importantes requises par ces modules de simulation : les propriétés des matériaux et la géométrie structurelle du dispositif photonique.

Un utilisateur conçoit généralement d'abord une structure dans l'interface CAD, puis utilise une ou plusieurs simulations motrices pour modéliser divers aspects des performances de l'appareil. [49]

III.3.2. fullwave

FullWAVE est un outil de simulation hautement sophistiqué pour étudier la propagation de la lumière dans une grande variété de structures photoniques, y compris les dispositifs de guide d'ondes intégrés et à fibre optique ainsi que les circuits et les dispositifs nanophotoniques tels que les cristaux photoniques.

Le logiciel utilise la méthode Finite Difference Time Domain (FDTD) pour la simulation vectorielle complète des structures photoniques.

Le logiciel peut simuler des structures (finies, infinies ou périodiques) formées de différents matériaux (qui peuvent être des métaux ou des diélectriques).

L'utilisation de Fullwave nécessite l'utilisation de constants diélectriques pour définir les matériaux qui composent la structure. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc définir les conditions aux limites. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une condition d'absorption proche du domaine discret (calcul), qui évite les réflexions parasites au bord de la fenêtre de calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. [49]

III.3.3. Les Étapes de Simulation pour l'Optimisation Numérique du Spectre de Transmission

La fenêtre de Rsoft CAD est dotée d'une barre de menu en haut, d'une barre d'outils avec plusieurs icônes et d'une ligne d'état.

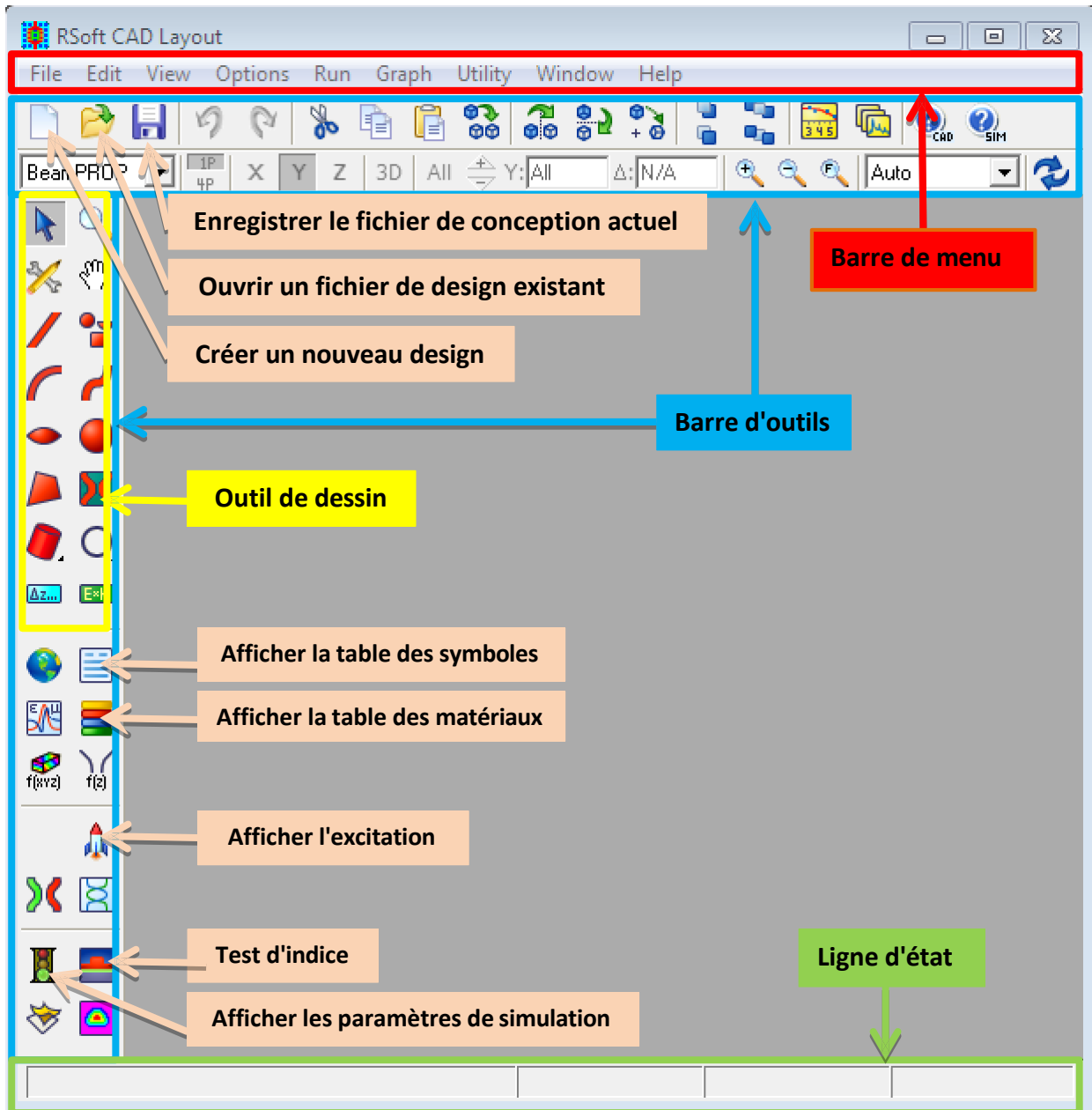



Figure III. 1 : Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.

Cliquez sur l'icône  New circuit dans la barre d'outils supérieure pour créer un nouveau circuit.

On peut aussi choisir File/New dans le menu. La boîte de dialogue de démarrage telle qu'illustrée dans la Figure III. 1 s'affiche. Cette boîte de dialogue demande des informations de base sur le circuit à modéliser et le bloc de simulation à utiliser.

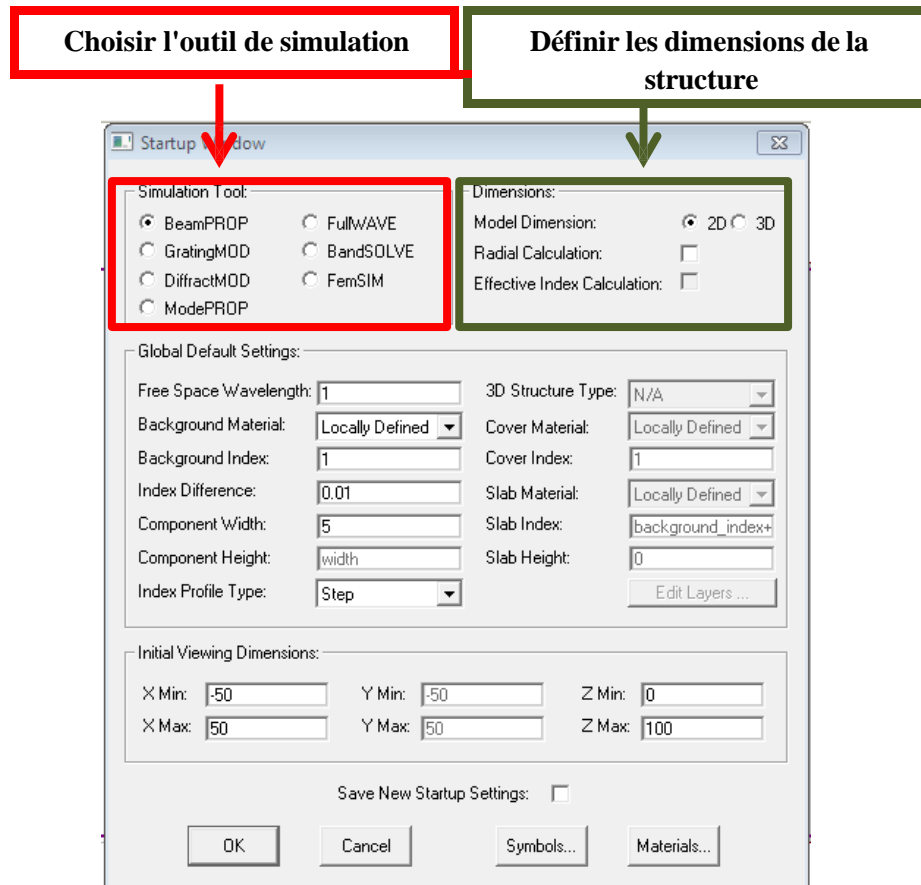


Figure III.2 : La fenêtre de démarrage (startup Window)

Entrez les informations affichées sur la Figure III.2 et cliquez sur OK pour continuer. Nous avons défini la différence d'indice de réfraction, qui est la différence d'indice de réfraction par défaut entre le segment de guide d'ondes et l'indice de réfraction de fond. Notez qu'il est également possible de choisir un outil de simulation, mais comme ce tutoriel se concentre uniquement sur la CAD, l'outil choisi ici n'est pas pertinent. À ce stade, une fenêtre de mise en page est créée dans la fenêtre principale du programme de CAD, comme illustré à la Figure III.3.

La grande grille de coordonnées est représentée par des points et les axes X et Z sont représentés par des lignes gris clair. Notez que X signifie paysage, dessin horizontal, et Z signifie portrait ou orientation étendue, dessin vertical.

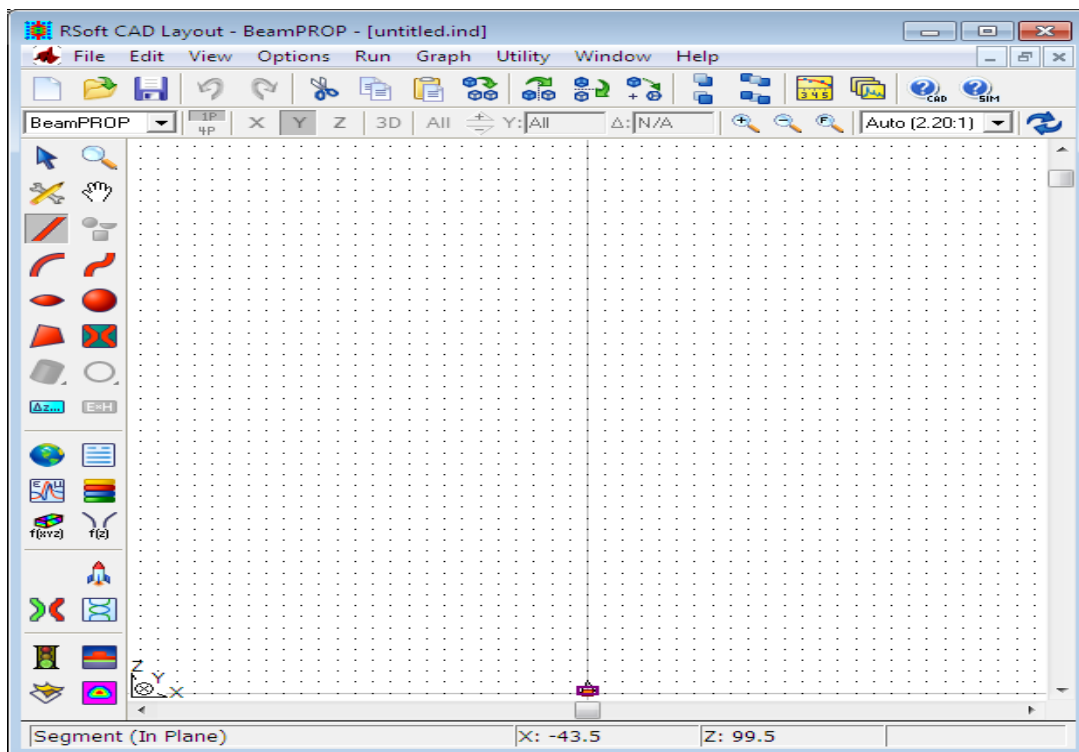



Figure III. 3 : Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

III.3.3.1. Détermination des variables

Pour définir les variables cliquer sur l'icône  (Edit symboles) dans la fenêtre de R - soft CAD. Le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre Figure III. 4. Ce tableau de symboles permet à l'utilisateur de créer ou modifier la variable définie par l'utilisateur (le rayon, la période l'indice de réfraction, nombre de rangés).

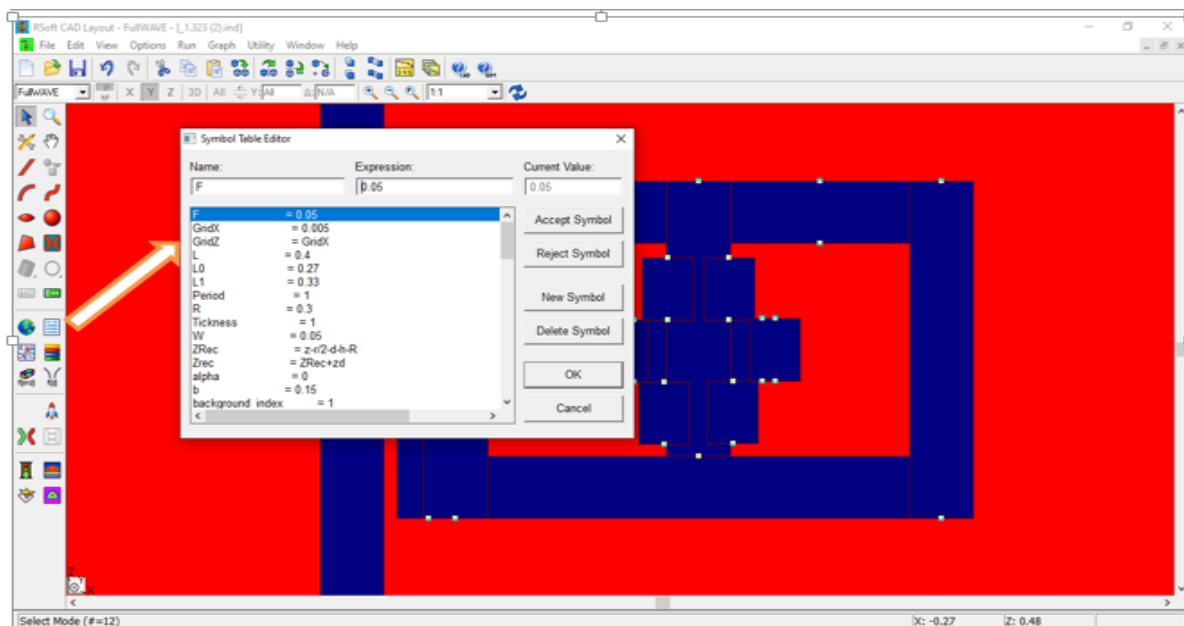


Figure III. 4 : l'éditeur du Tableau de symboles.

III .3.3.2.Réglage Lancer« Edit Launch Field »



Cliquez sur l'icône dans la fenêtre Rsoft CAD (Edit Launch Field). L'éditeur de démarrage s'ouvre *Figure III. 5*. Cette fenêtre crée les paramètres de lancer (type de lancer, angle, largeur, position suivant x et y. .).

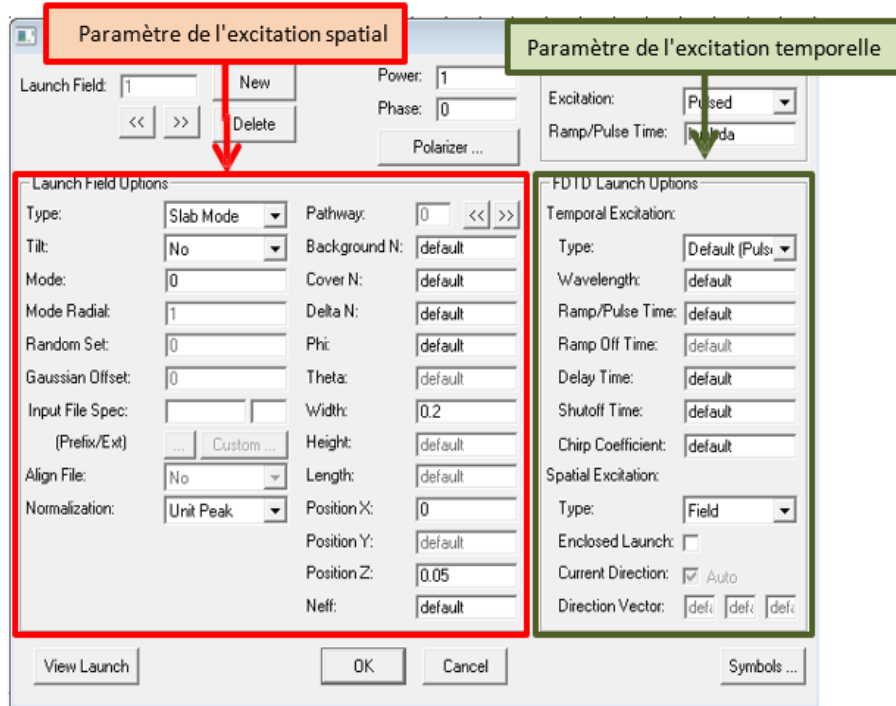


Figure III. 5 : Boite de lancer «Editlanuchfield».

III .3.3.3. Les Moniteurs

On a les types de sortie qu'un moniteur FullWAVE peut produire marqués sur la Figure III. 6, puis les étapes pour créer un moniteur

III .3.3.4. Vérifier de structure

Nous avons réalisé une simulation du profil de l'indice de réfraction dans le plan XZ. Pour vérifier notre structure, il suffit d'ouvrir (Figure III. 6).

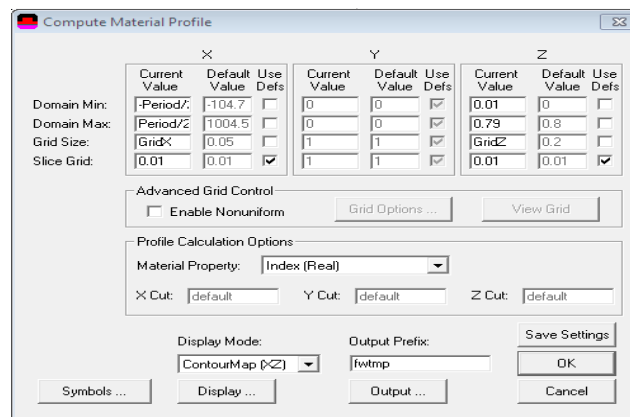


Figure III. 6 : fenêtre de compute material Profile

III .3.3.5. Réalisation d'une simulation

La simulation doit être réalisée avec une structure bien définie, à l'aide d'un outil de simulation pleine onde pour calculer la transmittance à la sortie de la plaque guide. Avant la simulation, le champ doit être défini,

Vérification de l'indice de réfraction du modèle simulé ($n=1.323$)

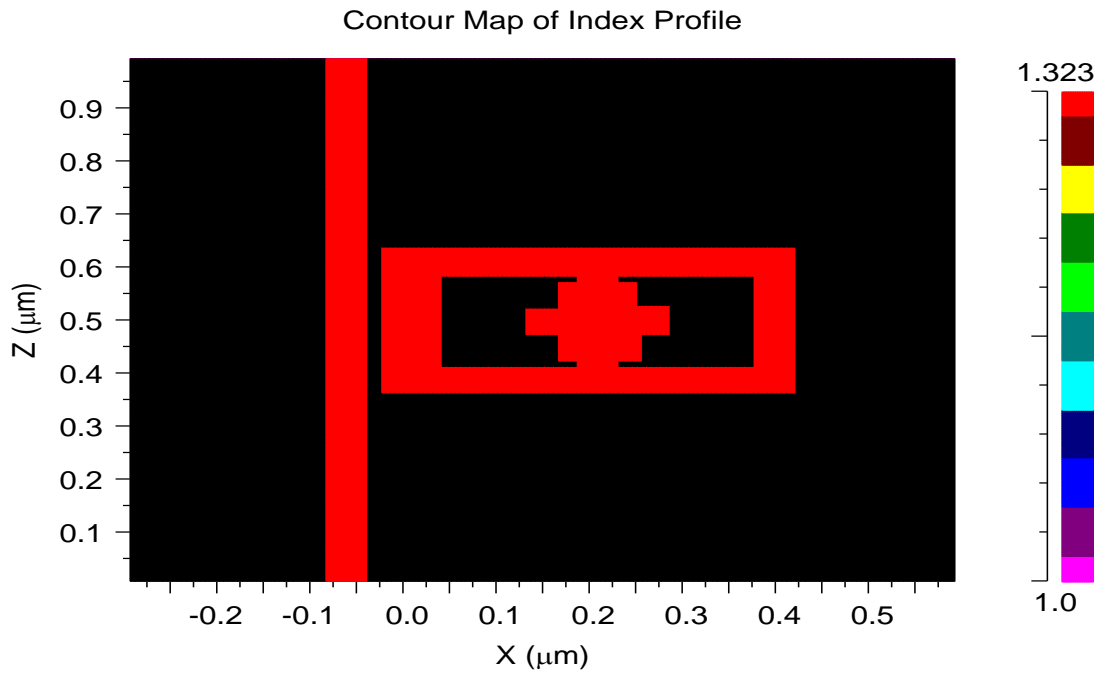



Figure III. 7 : fenêtre de contour Map pour profile

Cliquez sur le bouton  "Exécuter la simulation". L'utilisateur peut spécifier les paramètres de simulation avant l'exécution (Figure III. 8). Nous choisirons (Pulsed) comme excitation et le nombre d'itérations 800 (temps d'arrêt) et le nom du fichier.

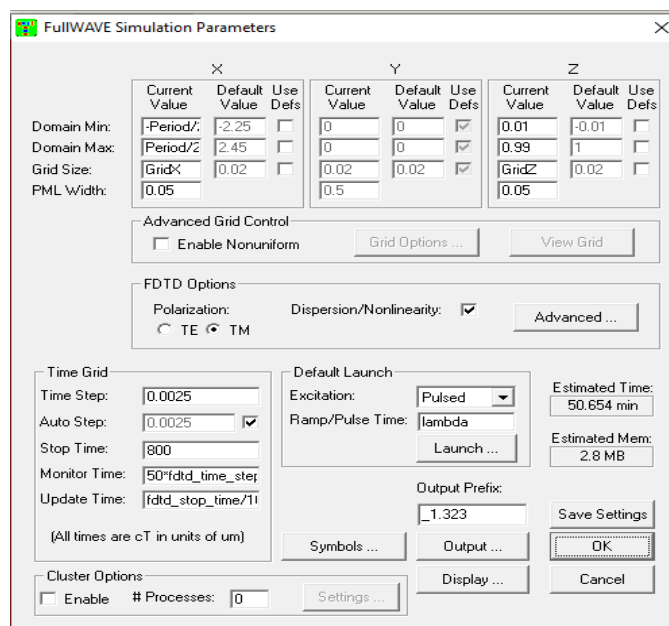


Figure III. 8. La fenêtre de paramètres de simulation

III .3.3.6. Lancement de la simulation

Après avoir cliqué sur 'OK' pour démarrer la simulation, la fenêtre de calcul complète s'affiche comme montré ci-dessous.:

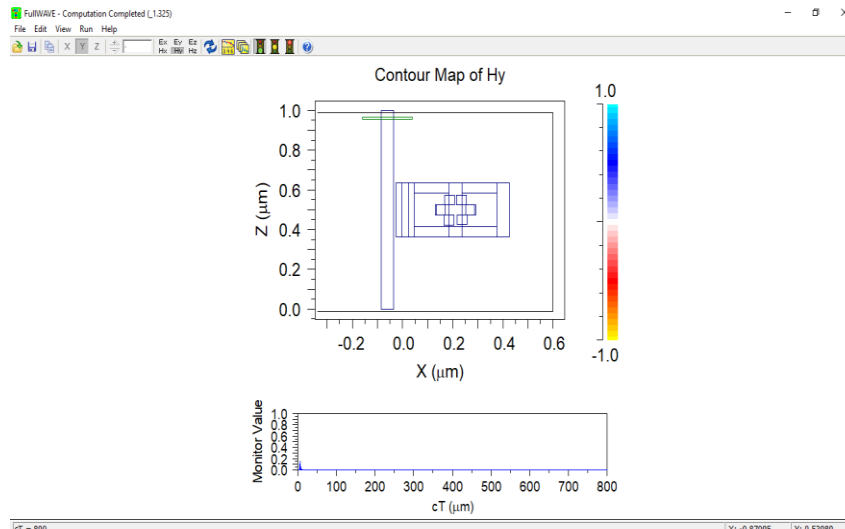



Figure III.9 : Interface complète de la fenêtre de calcul (computation)

III .3.3.7. Lecture des résultats

Afin de regarder les résultats de simulation, on clique sur l'icône  de Win PLOT dans la barre des outils supérieure de la fenêtre de CAD, et on choisit le graphe désiré à partir du dialogue qui est présenté

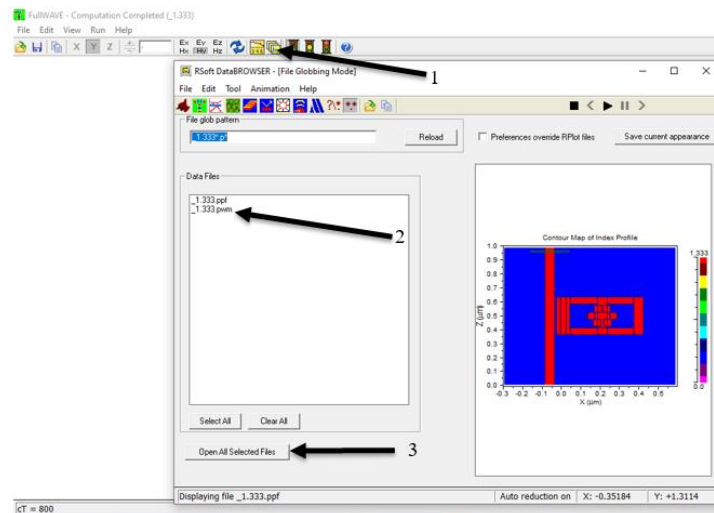


Figure III.10 : Accès aux résultats de simulation via l'outil WinPLOT dans l'environnement RSoft

III .4. Guide d'onde

Le progrès des structures et des dispositifs à base de polaritons de plasmon de surface (SPP), ainsi que les recherches menées dans ce domaine, ont montré des applications étendues dans les capteurs de température

Nous nous sommes focalisés dans ce travail sur un capteur de température utilisant un guide d'onde métal-isolant-métal (MIM) de largeur W (Figure III.11). Ce type de dispositif a été

considéré comme l'une des structures les plus populaires pour le guide d'ondes SPP car il présente une longue distance de propagation et un fort confinement du champ.

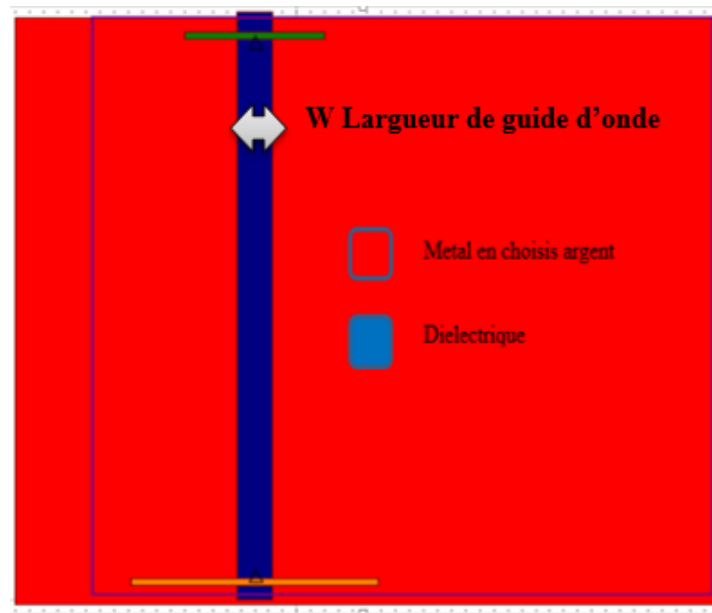


Figure III.11 : guide d'onde plasmonique

III .4.1. Etude de métal

Dans le domaine de la plasmonique, les principaux métaux utilisés sont l'or et l'argent. Ce choix est en général motivé par deux raisons.

D'une part, l'or et l'argent, parmi d'autres métaux comme l'aluminium ou le cuivre, peuvent supporter des plasmons de surface dans le domaine du visible, là où la partie réelle de leur permittivité diélectrique est négative.

D'autre part, dans ce domaine du visible, l'or et l'argent possèdent les pertes les plus faibles, donc les longueurs de propagation les plus grandes.

Ensuite, le choix entre l'or et l'argent dépend des conditions d'utilisation du système plasmonique. Choisir entre l'or et l'argent se résume souvent à savoir si l'on souhaite un dispositif performant mais avec une faible espérance de vie, ou un dispositif moins performant mais plus durable.

Signalons tout de même que, si l'on souhaite exciter des plasmons dans l'UV, ni l'or ni l'argent ne le permettent. Dans ce cas, il faut utiliser un autre métal comme l'aluminium.

Donc afin d'étudier la transmission du guide d'onde MIM, on va comparer entre la propagation dans les trois métaux : l'argent et l'or et l'aluminium.

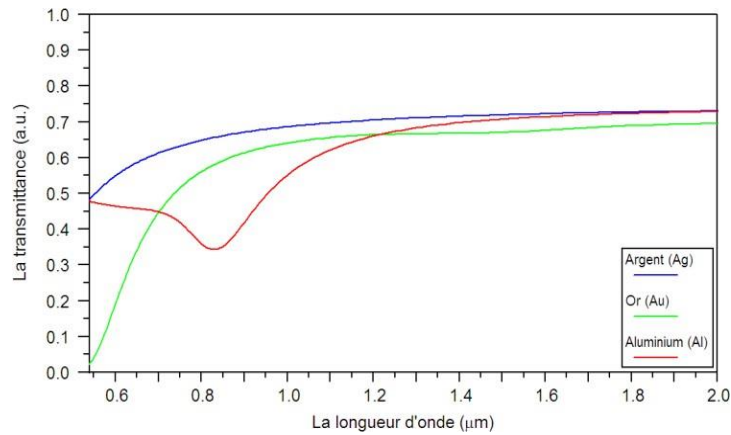


Figure III. 12 : Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.

En effet, comme il est visible sur la *Figure III.12*, les spectres de transmission pour les trois métaux montrent que la meilleure transmission correspondante à l'utilisation du métal Ag (argent). Autrement dit, en termes de performances, l'argent est un meilleur choix que l'or et l'aluminium.

Alors, on va utiliser le métal Ag pour la structure du guide MIM dans ce travail.

III .4.2. Epaisseur de la guide

Ensuite on va étudier l'effet de la variation de l'épaisseur du guide d'onde entre 40 nm, 50 nm et 60 nm. Dans cette manipulation, le métal est de l'argent et le diélectrique dans le noyau de la structure est supposé être de l'air avec un indice de réfraction $n = 1$.

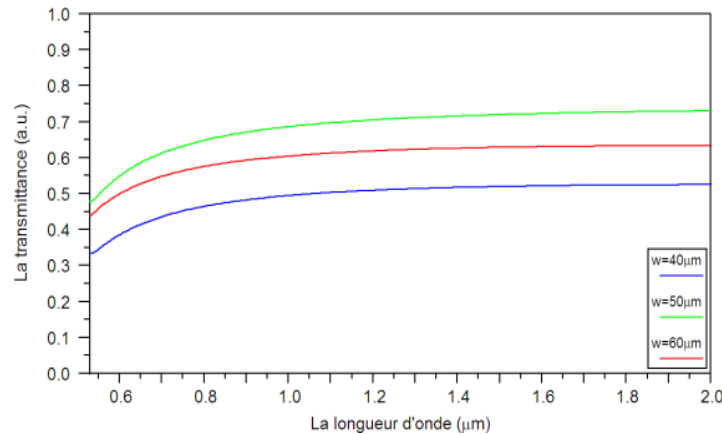


Figure IV. 13 : Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde.

D'après les courbes du spectre à différentes largeurs de guide, on conclut que l'épaisseur idéale pour la transmission à guide plasmonique est $w = 50$ nm.

III .5. Présentation de la structure étudiée

Dans notre travail, on va proposer un nouveau capteur de température à base d'une structure de guide d'onde plasmonique MIM. Cette configuration comprend un guide d'onde vertical, de forme rectangulaire d'épaisseur de $w=0.05$ um, couplé perpendiculairement à une cavité carrée et rectangulaire pour améliorer la sensibilité.

III .5.1. La première structure :

Au centre de la structure, une cavité rectangulaire avec des dimensions précises est associée à d'autres cavités rectangulaires.

Les dimensions principales comprennent la longueur du capteur de température ($L = 1 \mu\text{m}$), la largeur du guide d'onde ($W = 0,05 \mu\text{m}$) et la distance entre la cavité et le guide ($D = 0,01 \mu\text{m}$), ainsi que les dimensions des cavités internes, telles que la longueur $V = 0,452 \mu\text{m}$, les longueurs internes $R = 0,161 \mu\text{m}$ et $S = 0,14 \mu\text{m}$, et la hauteur $T = 0,27 \mu\text{m}$, comme présenté dans la Figure III. 14.

Dans un premier temps, le capteur de température est simulé avec un indice de réfraction de $n=1$, correspondant à l'air, afin de servir de référence. Une fois la configuration géométrique optimisée, cet indice est ensuite modifié afin d'analyser les performances du capteur dans différents milieux environnants. Cette approche permet d'évaluer l'impact de l'indice de réfraction sur la réponse du capteur de température.

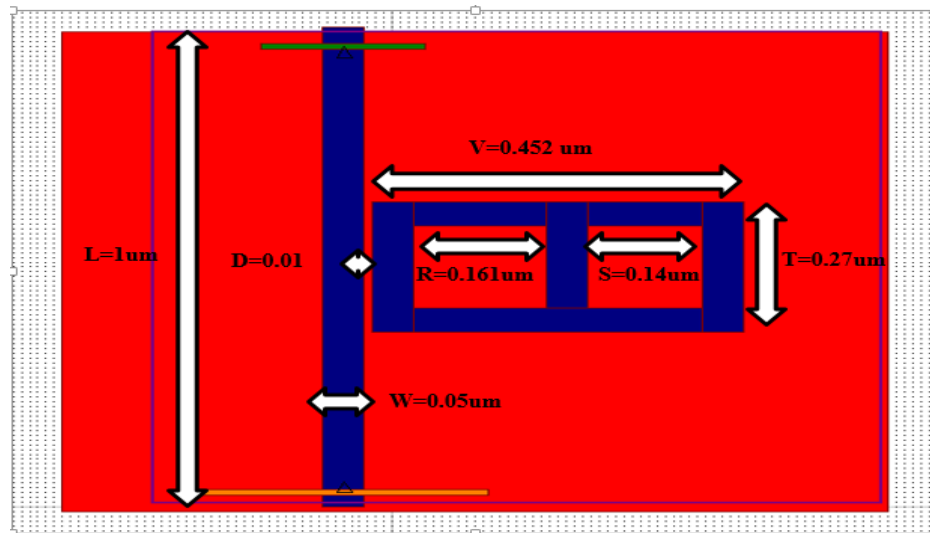


Figure III. 14 : La première structure proposée du capteur

III .5.2. Lancer la simulation

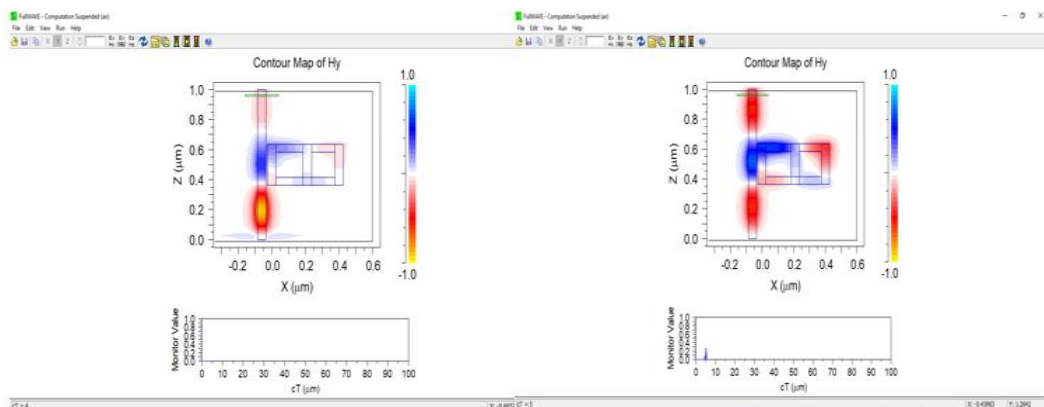


Figure III.15 : Début de la simulation dans l'interface FullWAVE Field Viewer de RSoft

Le spectre de transmission simulé met en évidence l'apparition de trois pics de résonance distincts, notés P1, P2 et P3, localisés respectivement aux longueurs d'onde $\lambda_{oP1} = 967$ nm, $\lambda_{oP2} = 1243,9$ nm et $\lambda_{oP3} = 1755,5$ nm. Ces résonances traduisent un couplage efficace entre l'onde électromagnétique incidente et les modes de surface supportés par la structure proposée. Elles constituent ainsi une référence initiale pertinente pour l'évaluation de la sensibilité du capteur face aux variations de l'indice de réfraction du milieu environnant.

Les résultats obtenus indiquent un comportement prometteur du capteur de température dans un environnement à indice unitaire (air). Néanmoins, une optimisation complémentaire de la géométrie pourrait être envisagée afin d'améliorer la sélectivité spectrale et de réduire le nombre de résonances pour une lecture plus directe. L'analyse du décalage spectral induit par des modifications de température ou d'indice permettra de quantifier précisément la sensibilité du dispositif.

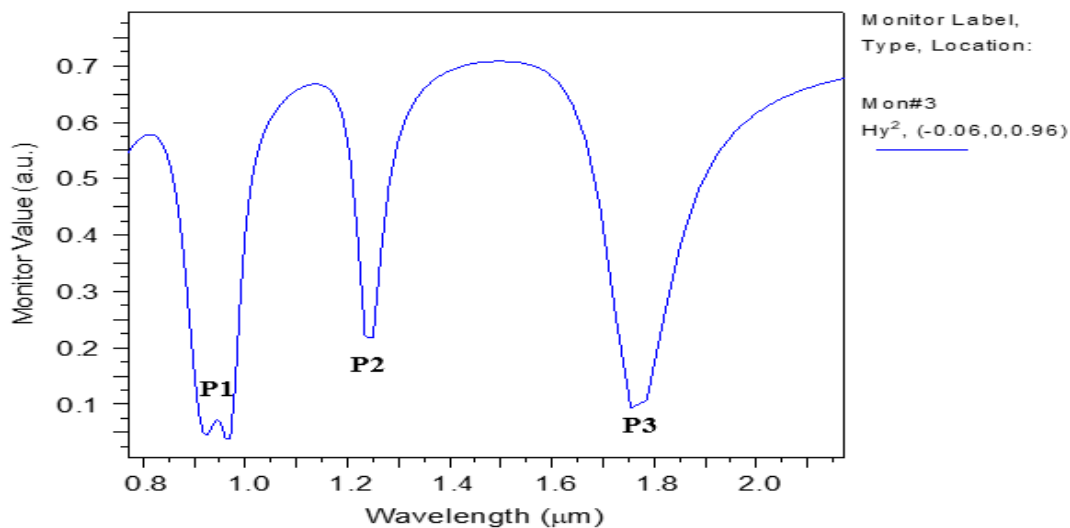


Figure III. 16 : Spectre de transmission de la structure proposée simulée avec un indice de réfraction $n = 1$ (air)

III.5.3. L'influence de l'ajout d'un rectangulaire sur la structure précédente :

En ajoutant un rectangulaire d'épaisseur de $0.021 \mu\text{m}$, comme présenté dans la figure III.17.

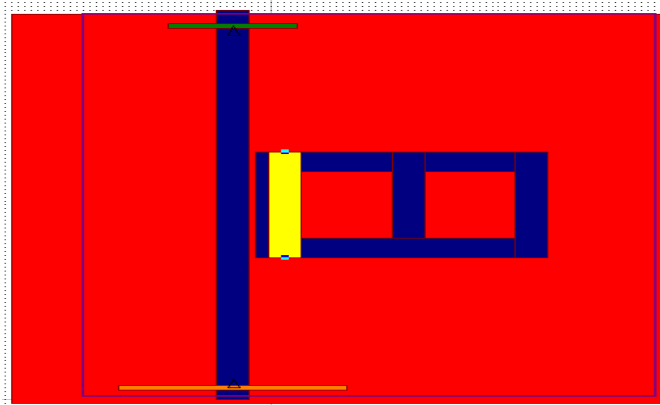


Figure III. 17 : deuxième structure proposée pour améliorer le capteur de température

Afin d'améliorer la sensibilité du capteur de température, une modification géométrique a été introduite en ajoutant un rectangle d'épaisseur $0,021 \mu\text{m}$ à la structure initiale (voir Figure III.17). Cette adaptation vise à renforcer l'interaction entre l'onde incidente et les modes de résonance supportés par la cavité.

Le spectre de transmission obtenu (Figure III.18) révèle toujours trois pics de résonance (P1, P2, P3), mais avec des différences notables entre la structure initiale (Structure 1) et la structure modifiée (Structure 2). En particulier, le pic P2 présente une profondeur accrue dans la structure modifiée, ce qui indique un meilleur couplage résonant à cette longueur d'onde. Cela témoigne d'une amélioration partielle de la réponse du capteur dans cette plage spectrale. Cependant, cette amélioration reste limitée, car les autres pics, notamment P1 et P3, ne montrent pas de changement significatif ou bénéfique. De plus, la sélectivité spectrale ne semble pas nettement optimisée, et la différence entre les deux courbes reste relativement modeste.

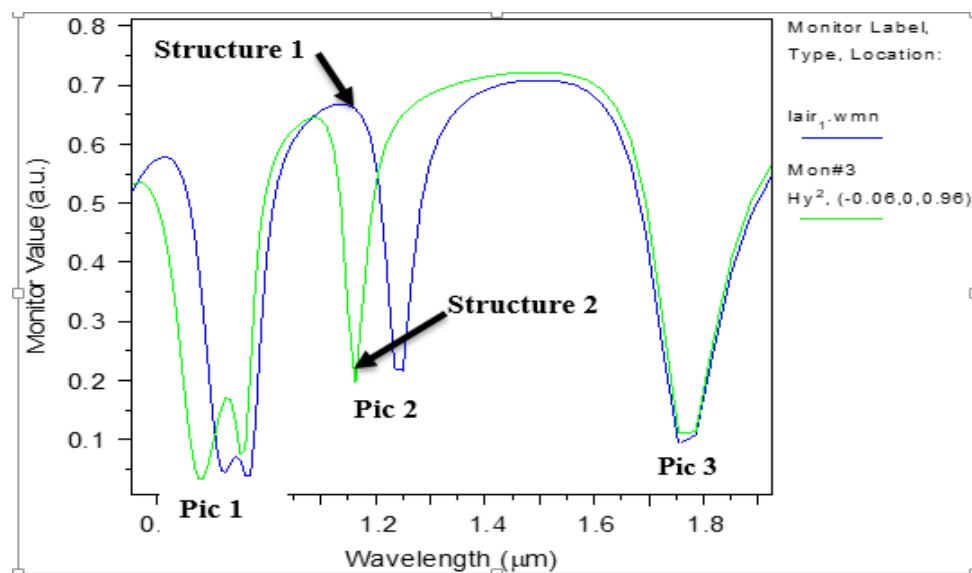


Figure III. 18 : le spectre de transmission de la première et deuxième structure propose

III.5.4. L'influence d'ajoutant quatre rectangles sur la structure précédente :

Afin d'optimiser davantage les performances du capteur de température, une troisième structure a été proposée en ajoutant quatre rectangles de dimensions $0,05 \mu\text{m}$ (longueur) \times $0,04 \mu\text{m}$ (largeur), positionnés avec précision dans la cavité résonante. Ces éléments supplémentaires ont été intégrés dans le but d'introduire de nouveaux modes résonants et d'augmenter la sensibilité du capteur.

Après plusieurs ajustements itératifs, les coordonnées des rectangles sont définies de la manière suivante (avec $L_0 = 0,27 \mu\text{m}$) :

- ✓ **Rectangle 1** : $X = L_0/2 + 0,052 \mu\text{m}$; $Z = 0,5 - L_0/2 + 0,159 \mu\text{m}$
- ✓ **Rectangle 2** : $X = L_0/2 + 0,049 \mu\text{m}$; $Z = 0,5 - L_0/2 + 0,059 \mu\text{m}$

- ✓ **Rectangle 3** : $X = L_0/2 + 0,1 \mu\text{m}$; $Z = 0,5 - L_0/2 + 0,159 \mu\text{m}$
- ✓ **Rectangle 4** : $X = L_0/2 + 0,103 \mu\text{m}$; $Z = 0,5 - L_0/2 + 0,06 \mu\text{m}$

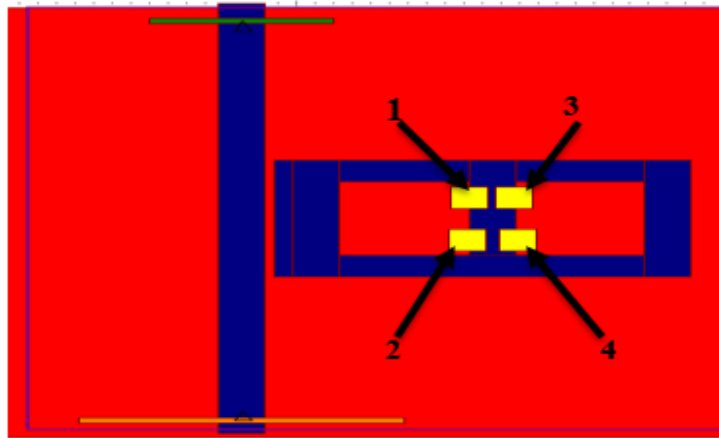


Figure III. 19 : troisième structure proposée pour améliorer le capteur de température

Le spectre de transmission obtenu après avoir simulé le modèle avec quatre cavités rectangulaires est présenté ci-dessous.

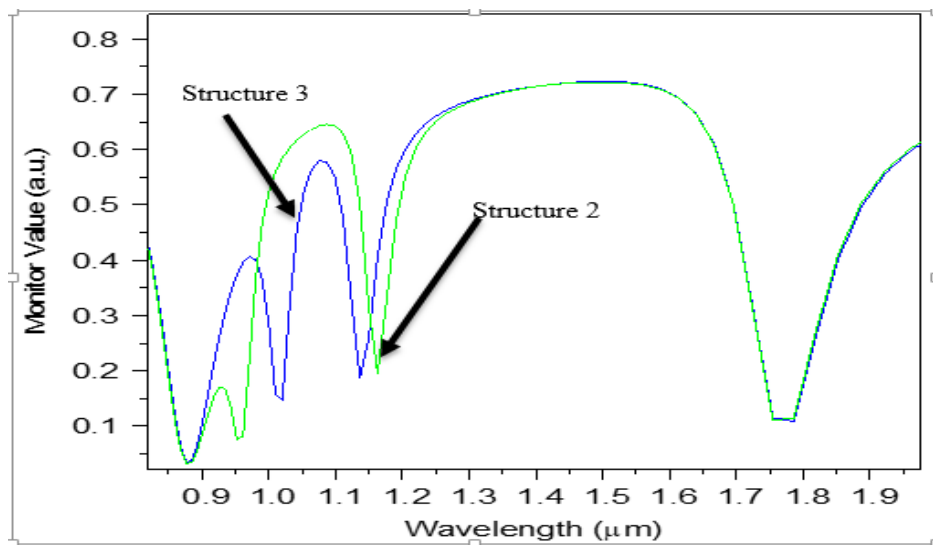


Figure III. 20 : Montre le spectre de transmission comparatif entre la structure 2 (une cavité ajoutée) et la structure 3 (quatre cavités)

On y observe l'apparition d'un nouveau pic de résonance dans la région des courtes longueurs d'onde, ce qui indique une sensibilité potentiellement améliorée dans cette zone.

Toutefois, la présence de fluctuations importantes dans cette même région suggère une instabilité spectrale, pouvant limiter la précision du capteur.

En résumé, cette nouvelle configuration apporte un enrichissement du comportement résonant, mais au prix d'une complexité accrue. Un affinage géométrique ultérieur est nécessaire pour réduire les oscillations parasites et optimiser la sélectivité spectrale, notamment en minimisant la

largeur des pics (FWHM) et en maximisant leur profondeur.

III.5.5. L'influence d'ajoutant quatre rectangles sur la structure précédente :

Nous allons augmenter le nombre de rectangles, comme indiqué en noir et jaune dans la Figure III. 21, puis lancer la simulation pour observer le résultat.

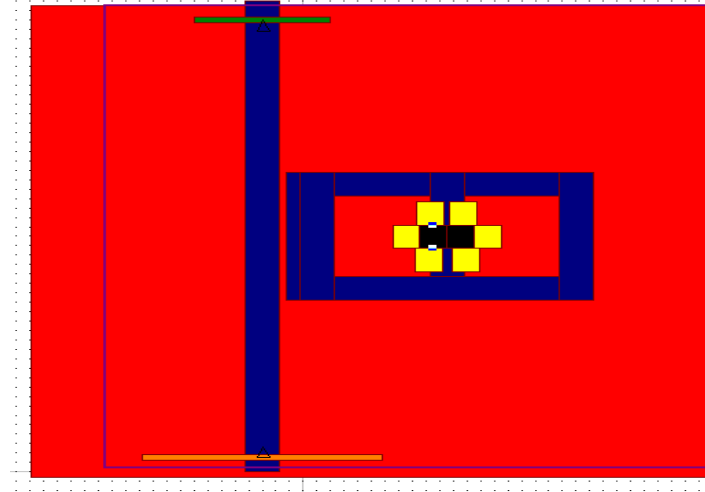


Figure III. 21 : *Quatrième structures proposée pour améliorer le capteur de température*

Dans l'optique d'une optimisation plus poussée de la réponse du capteur de température, une quatrième structure a été développée en augmentant le nombre de cavités rectangulaires, agencées de manière symétrique, comme le montre la Figure III.21 en noir et jaune. Cette adaptation géométrique a pour objectif de renforcer le couplage entre les modes plasmoniques de surface en élargissant les zones d'interaction avec le champ électromagnétique incident.

La Figure III.22 met en évidence plusieurs points significatifs en utilisant le spectre de transmission comparatif entre la structure 4 (en bleu) et la structure 3 (en rouge).

Une profondeur accrue du pic principal aux alentours de $1,1 \mu\text{m}$ pour la structure 4, traduisant un couplage résonant plus intense, indicatif d'une amélioration de la sensibilité du capteur.

La courbe associée à la structure 4 révèle également un léger affinement du pic de résonance (réduction de sa largeur), ce qui constitue un avantage en termes de sélectivité spectrale et, par conséquent, d'amélioration de la figure de mérite (FOM).

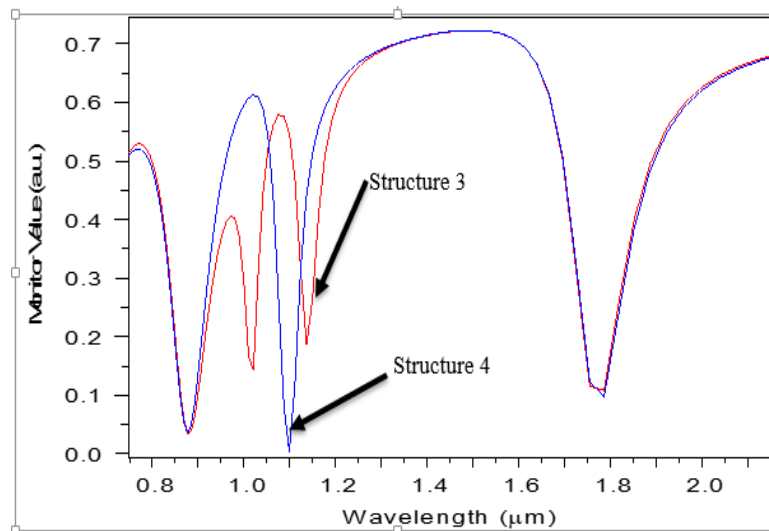


Figure III.22 : le spectre de transmission de la troisième et quatrième structure proposée

Les résultats obtenus à l'issue des différentes itérations de simulation ont permis de converger vers une configuration géométrique optimisée, représentant un modèle idéal pour un capteur de température basé sur la résonance plasmonique de surface. Dans un premier temps, la structure a été analysée sous un indice de réfraction $n = 1$, correspondant à l'air, afin d'établir un spectre de référence.

Dans la suite de l'étude, le modèle proposé sera soumis à des environnements ayant des indices de réfraction différents, afin de simuler les conditions réelles de détection. L'analyse des décalages spectraux ($\Delta\lambda$) induits par ces variations d'indice permettra de calculer la sensibilité ($S = \Delta\lambda / \Delta n$) du capteur. Cette approche vise à évaluer de manière rigoureuse l'efficacité et la fiabilité du dispositif dans un contexte d'application pratique.

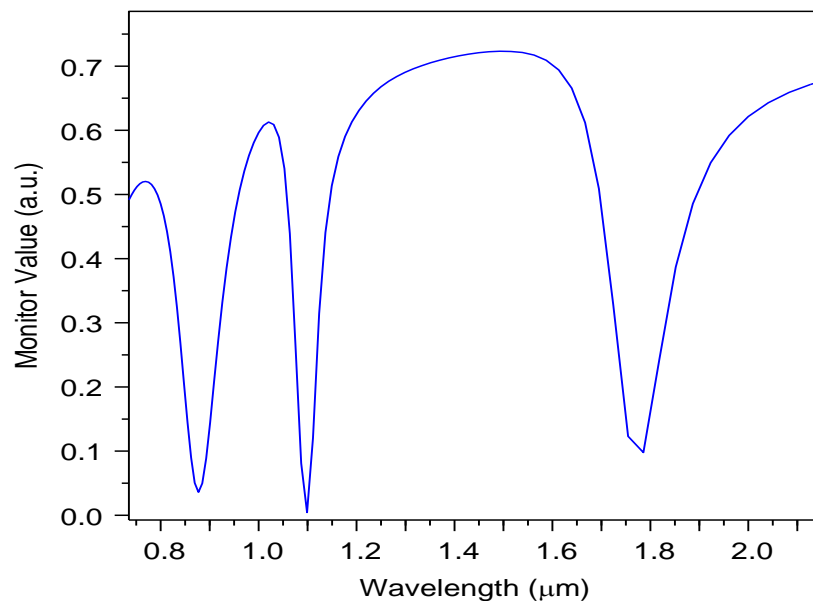


Figure III. 23 : Spectre de transmission en accord avec la structure optimisée du capteur proposé

III.6. Analyse de la performance du capteur optimisé en prenant en compte les indices de réfraction

Afin d'évaluer la performance du capteur de température optimisé, nous avons retenu les valeurs de l'indice de réfraction en fonction de la température issue de la littérature. Ces valeurs, comprises entre $n = 1,323$ et $n = 1,333$, couvrent une plage de température allant de 90 °C à 20 °C , comme illustré dans la Figure III.24.

Ces indices seront appliqués au modèle final du capteur afin d'analyser le décalage spectral induit par la variation thermique, permettant ainsi de quantifier la sensibilité ($S = \Delta\lambda / \Delta n$) et de valider l'efficacité du dispositif proposé.



Figure III.24 : *Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température*

III.6.1. Utilisation des indices de réfraction qui dépendent de la température dans le modèle optimisé

Dans le cadre de l'analyse paramétrique, nous avons appliqué les différentes valeurs de l'indice de réfraction correspondant aux variations de température, comme établi précédemment. Pour cela, l'ensemble des cavités du capteur de température a été sélectionné, puis un nouveau matériau a été attribué à chaque étape, conformément à la procédure illustrée dans la Figure III.25. À chaque valeur de n , correspondant à une température donnée, une nouvelle simulation est lancée afin d'observer l'effet sur le spectre de transmission.

Cette approche permet de quantifier le décalage spectral ($\Delta\lambda$) et d'en déduire la sensibilité du capteur ($S = \Delta\lambda / \Delta n$).

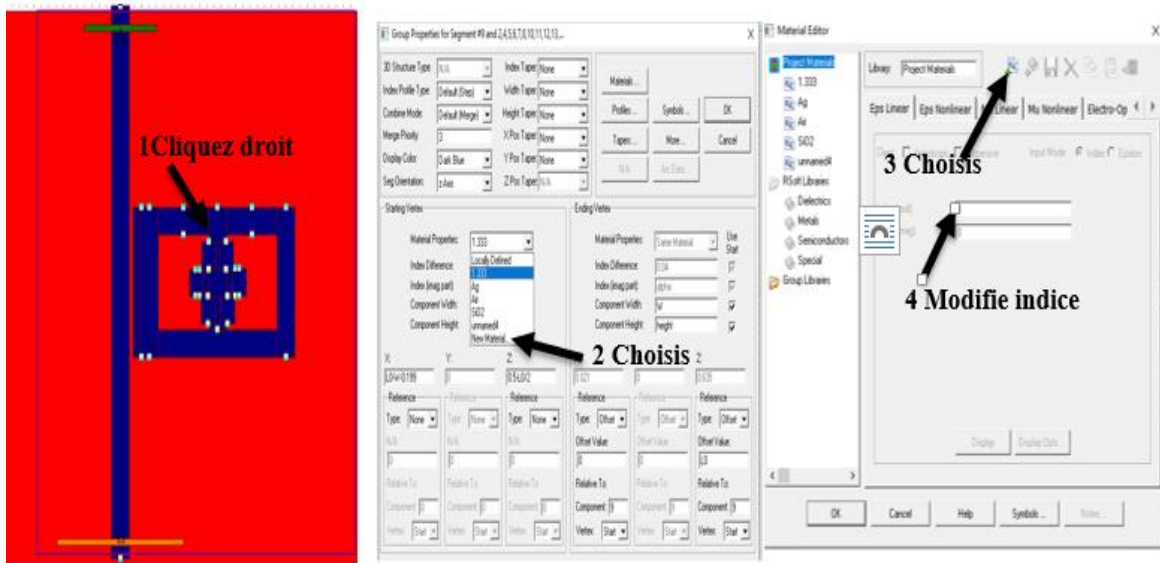


Figure III.25 : Étapes de l'attribution d'un nouvel indice de réfraction au modèle du capteur

III.6.2. Résultats de la simulation pour divers indices de réfraction

Afin de comparer visuellement l'impact des variations de l'indice de réfraction sur la réponse du capteur, les fichiers issus du moniteur d'onde (*.wmn) correspondant à chaque valeur de n sont sélectionnés et copiés dans l'interface WinPlot. Ensuite, les courbes sont affichées simultanément dans une seule fenêtre, comme illustré dans la figure ci-dessous, en cliquant sur l'icône dédiée à la superposition des résultats. Cette méthode permet une analyse directe des décalages spectraux liés aux changements d'indice.

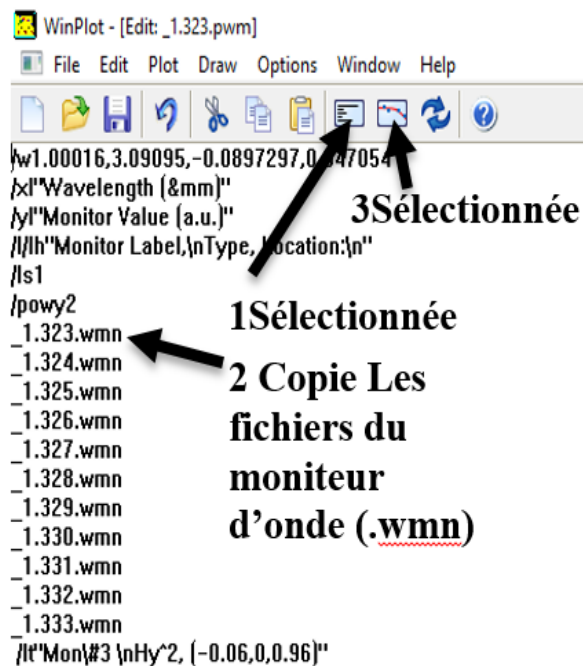


Figure III.26 : Affichage en parallèle des courbes à partir des fichiers du moniteur d'onde dans WinPlot

III.6.3. Étude des résultats de simulation en utilisant divers indices de réfraction

La Figure III.27 présente les spectres de transmission du capteur simulé pour différentes valeurs de l'indice de réfraction, comprises entre $n = 1.323$ et $n = 1.333$. On observe clairement un décalage progressif des pics de résonance en fonction de l'augmentation de l'indice, ce qui met en évidence la sensibilité du capteur aux variations de l'environnement optique.

Afin de mieux visualiser ce décalage, la Figure III.28 montre un agrandissement ciblé sur l'un des pics de résonance, permettant de distinguer plus précisément la position de chaque courbe. Cette visualisation met en évidence un décalage spectral ($\Delta\lambda$) mesurable, qui sera exploité pour calculer la sensibilité ($S = \Delta\lambda / \Delta n$) du capteur proposé.

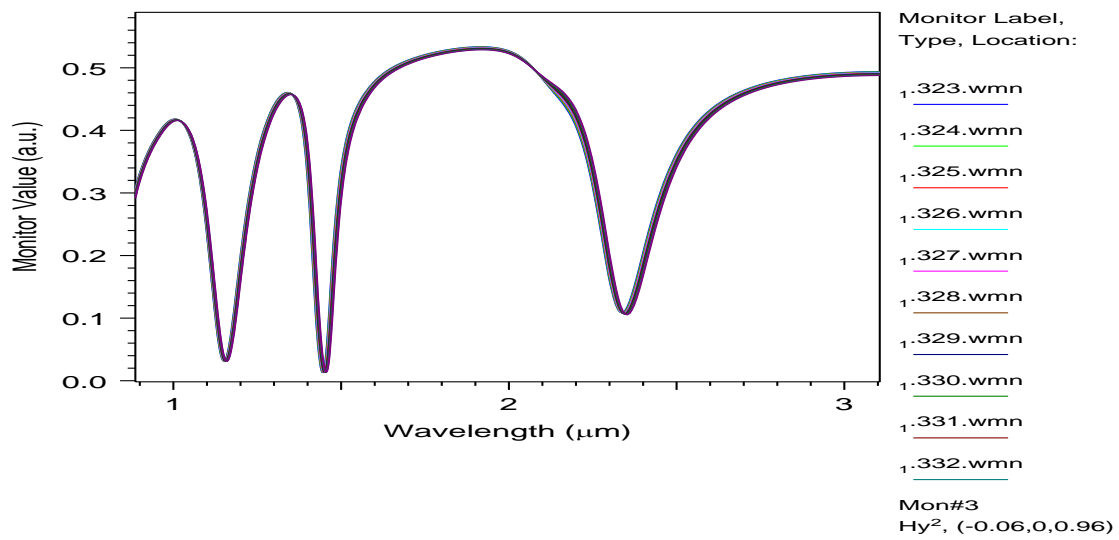


Figure III.27 : Spectres de transmission du capteur simulé pour différentes valeurs de l'indice de réfraction (de 1.323 à 1.333)

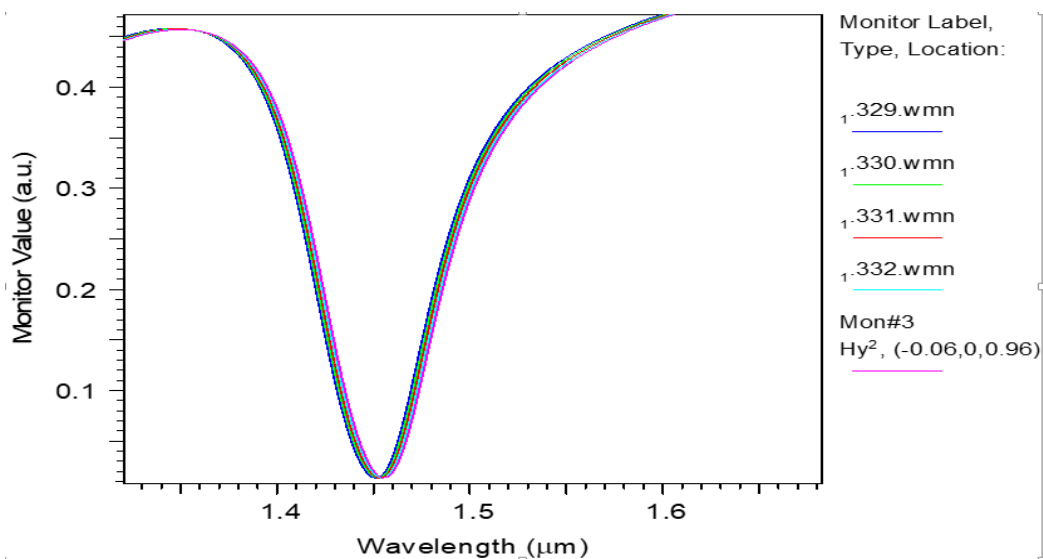


Figure III.28 : Zoom sur les pics de résonance pour observer le décalage spectral en fonction de l'indice de réfraction

III.6.4 Étude de la sensibilité du capteur

L'évaluation de la sensibilité constitue une étape cruciale pour juger de l'efficacité d'un capteur de température basé sur la résonance plasmonique. Elle se définit par la relation suivante : $S = \Delta\lambda / \Delta n$

Où $\Delta\lambda$ est le décalage spectral observé (en nm) et Δn la variation de l'indice de réfraction.

1- Pour le premier pic de résonance, on obtient les résultats suivants.:

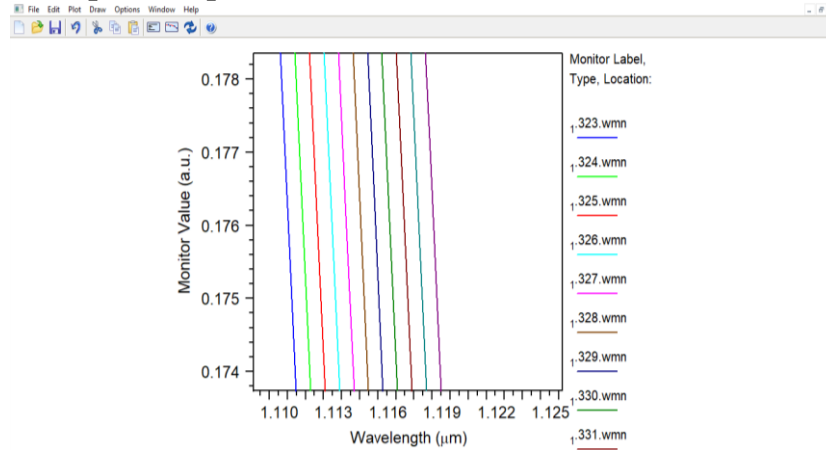


Figure III.29 : Évolution spectrale du premier pic de résonance en fonction de l'indice de réfraction

$$\text{SENSIBILITE2 MODE1-9} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1025 - 1.1017}{1.324 - 1.323} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE3 MODE 1-8} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1033 - 1.1025}{1.325 - 1.324} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE1 MODE 1-7} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1041 - 1.1033}{1.326 - 1.325} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE2 MODE 1-6} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1049 - 1.1041}{1.327 - 1.326} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE3 MODE 1-5} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1057 - 1.1049}{1.328 - 1.327} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE1 MODE 1-4} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1065 - 1.1057}{1.329 - 1.328} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE2 MODE 1-3} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1072 - 1.1065}{1.330 - 1.329} = 700 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE3 MODE 1-2} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.108 - 1.1072}{1.331 - 1.330} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE3 MODE 1-1} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1088 - 1.108}{1.332 - 1.331} = 800 \text{ nm/RIU}$$

$$\text{SENSIBILITE1 MODE 1-0} = \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N_2 - N_1} = \frac{1.1096 - 1.1088}{1.333 - 1.332} = 800 \text{ nm/RIU}$$

2- Pour le deuxième pic de résonance, on obtient les résultats suivants :

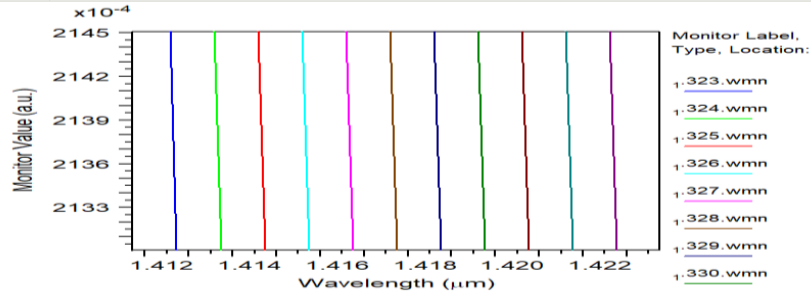


Figure III.30 : Évolution spectrale du deuxième pic de résonance en fonction de l'indice de réfraction

$$\begin{aligned} \text{SENSIBILITE2 MODE2-9} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4137 - 1.4127}{1.324 - 1.323} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 2-8} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4147 - 1.4137}{1.325 - 1.324} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE1 MODE 2-7} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4157 - 1.4147}{1.326 - 1.325} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE2 MODE 2-6} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4168 - 1.4157}{1.327 - 1.326} = 1100 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 2-5} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4178 - 1.4168}{1.328 - 1.327} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE1 MODE 2-4} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4188 - 1.4178}{1.329 - 1.328} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE2 MODE 2-3} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4198 - 1.4188}{1.330 - 1.329} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 2-2} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4208 - 1.4198}{1.331 - 1.330} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 2-1} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4218 - 1.4208}{1.332 - 1.331} = 1000 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE1 MODE 2-0} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_4 - \lambda_3}{N_4 - N_3} = \frac{1.4228 - 1.4218}{1.333 - 1.332} = 1000 \text{ nm/RIU} \end{aligned}$$

3- Évaluation de la sensibilité – Troisième pic de résonance

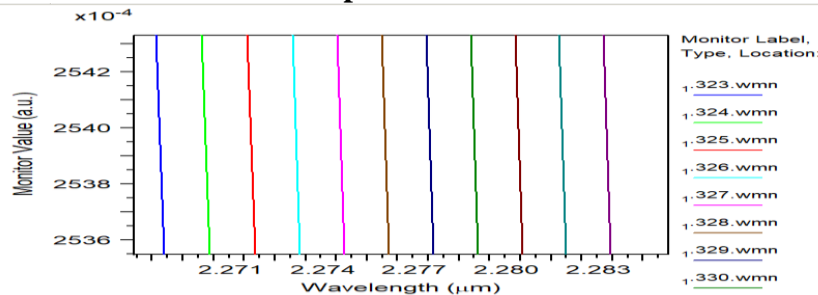


Figure III.31 : Évolution spectrale du Troisième pic de résonance en fonction de l'indice de réfraction

$$\begin{aligned} \text{SENSIBILITE2 MODE3-9} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2709 - 2.2694}{1.324 - 1.323} = 1500 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 3-8} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2724 - 2.2709}{1.325 - 1.324} = 1500 \text{ nm/RIU} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{SENSIBILITE1 MODE 3-7} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2738 - 2.2724}{1.326 - 1.325} = 1400 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE2 MODE 3-6} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2753 - 2.2738}{1.327 - 1.326} = 1500 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 3-5} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2767 - 2.2753}{1.328 - 1.327} = 1400 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE1 MODE 3-4} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2782 - 2.2767}{1.329 - 1.328} = 1500 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE2 MODE 3-3} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2796 - 2.2782}{1.330 - 1.329} = 1400 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 3-2} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2811 - 2.2796}{1.331 - 1.330} = 1500 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE3 MODE 3-1} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2825 - 2.2811}{1.332 - 1.331} = 1400 \text{ nm/RIU} \\ \text{SENSIBILITE1 MODE 3-0} &= \frac{\text{DELTA SORTIE}}{\text{DELTA ENTRIE}} = \frac{\lambda_6 - \lambda_5}{N_6 - N_5} = \frac{2.2839 - 2.2825}{1.333 - 1.332} = 1400 \text{ nm/RIU} \end{aligned}$$

4- Analyse de la variation de la sensibilité en fonction de l'indice de réfraction

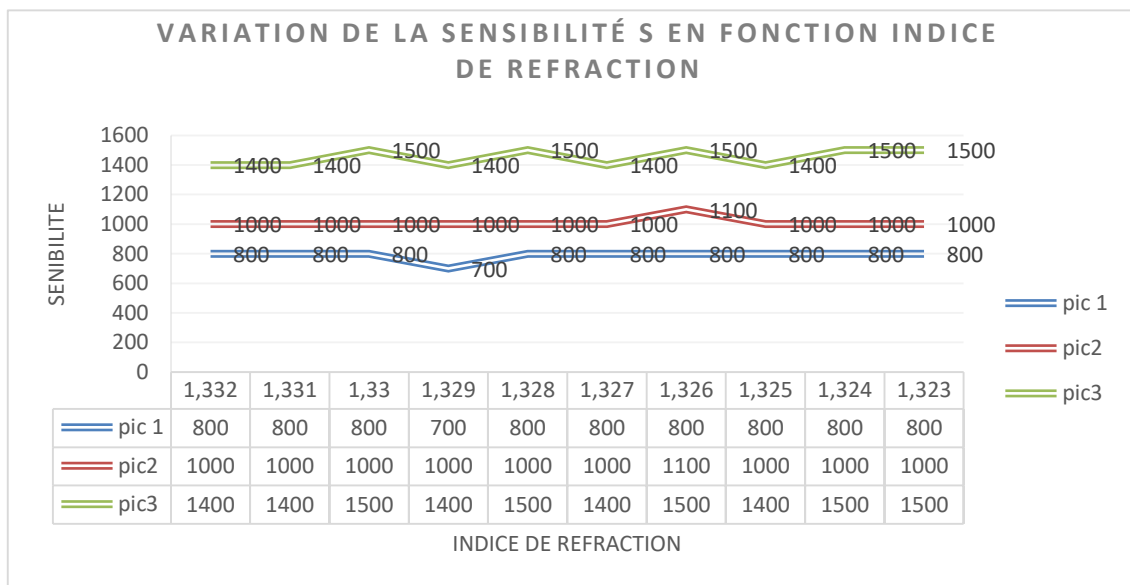


Figure III.32 : Variation de la sensibilité du capteur pour les trois pics de résonance en fonction de l'indice de réfraction

L'analyse détaillée des trois pics de résonance du capteur plasmonique, appuyée par les résultats numériques et les représentations graphiques (Figures III.29 à III.32), permet de tirer plusieurs conclusions clés concernant les performances du capteur.

Tout d'abord, le premier pic (Pic 1) présente une sensibilité globalement stable autour de 800 nm/RIU, avec une seule légère déviation (700 nm/RIU) observée pour n = 1.329. Ce comportement traduit une bonne répétabilité et une stabilité appréciable du couplage plasmonique pour les faibles longueurs d'onde.

Ensuite, le deuxième pic (Pic 2) affiche une sensibilité moyenne plus élevée, de l'ordre de 1000 nm/RIU, avec une exception ponctuelle à 1100 nm/RIU. Ce résultat suggère une

amélioration du couplage à ce mode résonant, tout en maintenant une linéarité remarquable sur la plage d'indices testée.

Enfin, le troisième pic (Pic 3) révèle une sensibilité maximale, variant entre 1400 et 1500 nm/RIU. Cette performance en fait un candidat idéal pour les applications de détection haute précision. Les fluctuations légères entre les valeurs observées sont considérées comme acceptables et peuvent être liées à des effets locaux de non-linéarité ou à la résolution spectrale du système.

Le graphique comparatif (Figure III.32) confirme cette tendance : la sensibilité augmente clairement du pic 1 au pic 3, tout en restant relativement constante pour chaque pic indépendamment des variations de l'indice. Cette stabilité, associée à des valeurs élevées de sensibilité, confirme la **fiabilité** du modèle proposé et met en évidence son potentiel pour des applications de **capteurs de température optiques de haute performance**.

Variation de la sensibilité S en fonction de l'indice de réfraction

III.7. Évaluation de la performance du capteur dans une nouvelle plage d'indices de réfraction

Afin de confirmer l'efficacité du capteur optimisé dans une plage d'indice plus faible, une série de simulations a été réalisée en variant l'indice de réfraction de $n = 1.005$ à $n = 1.025$. Ces indices sont représentatifs de certaines conditions environnementales ou biologiques spécifiques, et permettent de tester la sensibilité du dispositif sur une autre gamme que celle testée précédemment.

Nous avons appliqué les mêmes étapes de modification de l'indice de réfraction comme celles décrites dans la section précédente, en obtenant les résultats suivants :

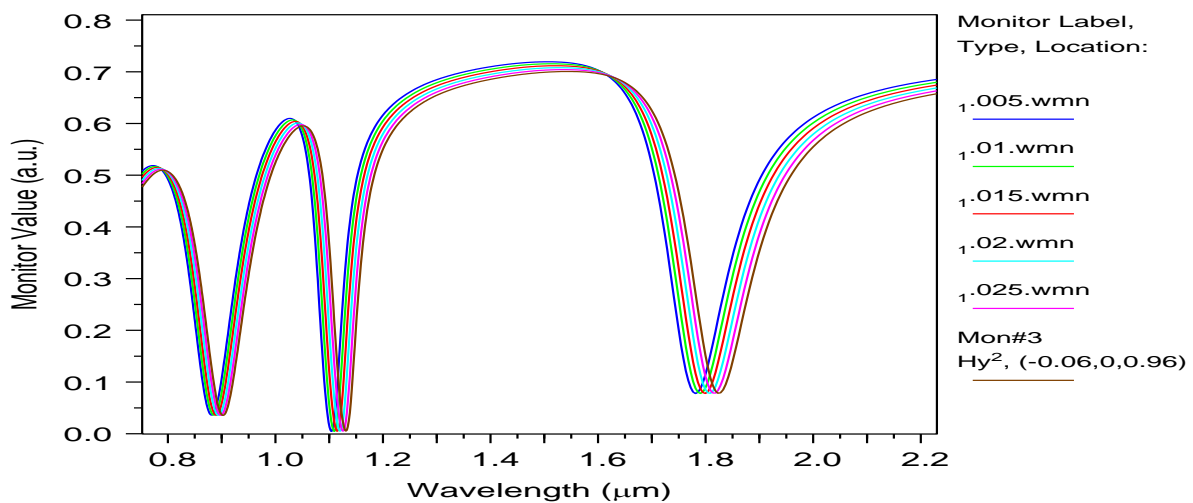


Figure III.33 : Variation de la sensibilité S du capteur en fonction de l'indice de réfraction ($n = 1.005$ à 1.025) pour les trois pics de résonance

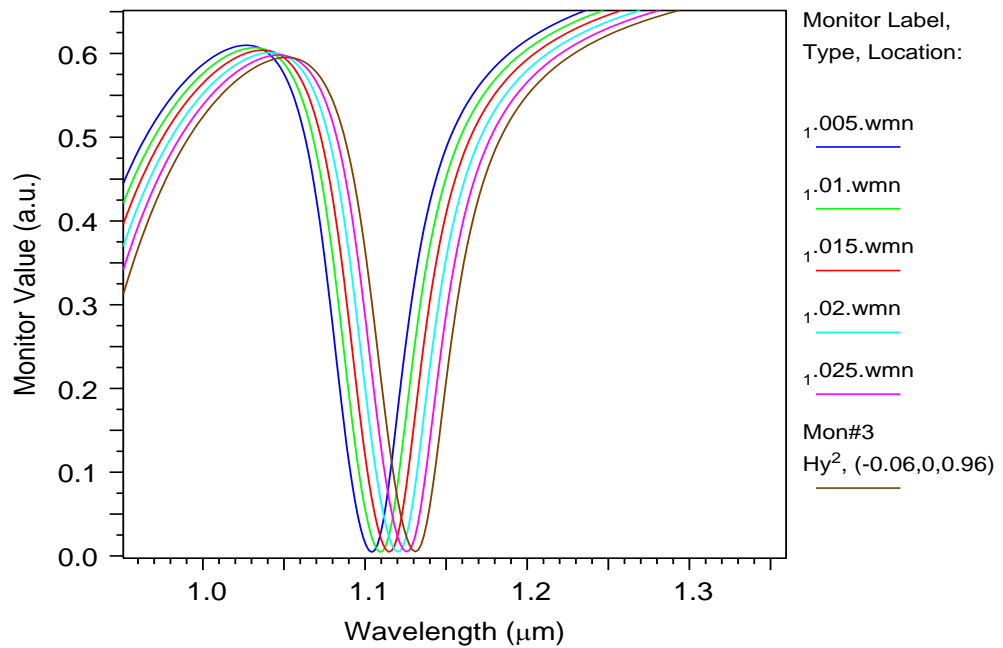


Figure III.34 : Spectres de transmission simulés du capteur pour différentes valeurs de l'indice de réfraction ($n = 1.005$ à 1.025).

III.7.1 Analyse de la sensibilité

Le tableau suivant résume les calculs de sensibilité pour chaque pic et chaque variation de n :

Indice de réfraction (n)	Pic 1 (nm/RIU)	Pic 2 (nm/RIU)	Pic 3 (nm/RIU)
1.005	806	1060	1660
1.010	796	1040	1620
1.015	796	1040	1640
1.020	808	1060	1660
1.025	794	1060	1640

Tableau III.1 : Variation de la sensibilité (S) en fonction de l'indice de réfraction pour les trois pics de résonance.

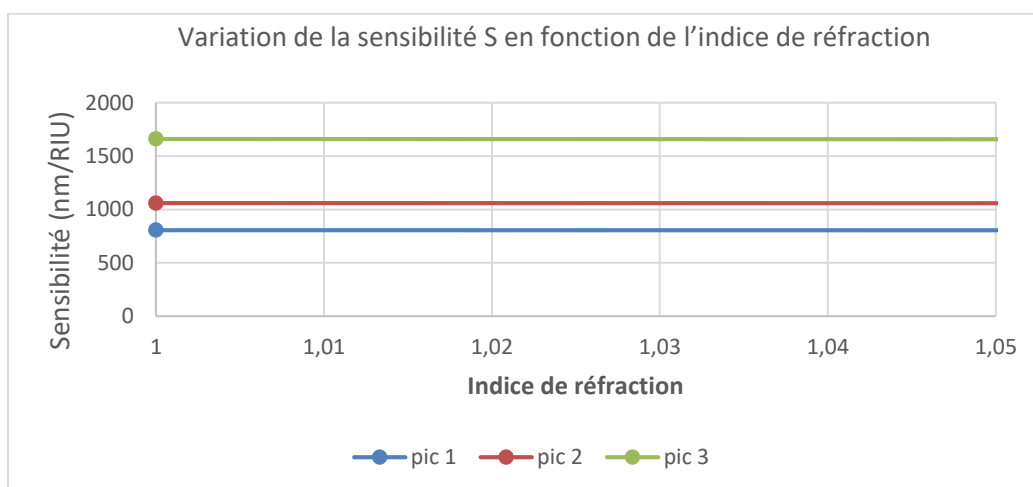


Figure III.35 : Variation de la sensibilité S (nm/RIU) en fonction de l'indice de réfraction

(plage : 1.005 – 1.025) pour les trois pics de résonance.

III.7.2 Observations

Pic 1 : Une sensibilité moyenne stable autour de 800 nm/RIU avec de très faibles fluctuations (± 10 nm), indiquant une bonne fiabilité de réponse.

Pic 2 : Une sensibilité constante avoisinant les 1060 nm/RIU, avec une légère baisse à 1040 nm/RIU pour $n = 1.010$ et 1.015 .

Pic 3 : Le pic le plus sensible, avec une sensibilité allant de 1620 à 1660 nm/RIU, confirmant son intérêt pour les détections à haute précision.

Les résultats confirment que le capteur reste performant même dans une plage réduite d'indices de réfraction. La stabilité des sensibilités calculées pour les trois pics démontre l'efficacité et la cohérence du modèle optimisé, ce qui le rend parfaitement adapté aux applications de détection thermique fine, même dans des environnements à très faibles variations d'indice.

III.8. Conclusion

L'ensemble des simulations menées à l'aide de la méthode FDTD dans le logiciel FullWAVE a permis de concevoir, modéliser et optimiser une structure plasmonique de type MIM destinée à la détection de température. Les différentes configurations testées ont montré une amélioration progressive de la sensibilité grâce à des ajustements géométriques ciblés. L'évaluation sur deux plages d'indices de réfraction a confirmé la performance, la stabilité et la fiabilité du capteur proposé, le rendant apte à des applications de mesure optique haute précision.

CONCLUSION GENERALE

L'essor des technologies plasmoniques au cours des dernières années a ouvert la voie à de nouvelles générations de capteurs optiques à haute sensibilité et faible encombrement. Ce mémoire s'est inscrit dans cette dynamique en proposant une approche complète de conception, de modélisation et d'optimisation d'un capteur de température basé sur une structure métal-isolant-métal (MIM), exploitant le phénomène de résonance des plasmons de surface (SPR).

Dans un premier temps, nous avons exploré le cadre théorique des plasmons de surface, mettant en évidence leurs propriétés physiques fondamentales ainsi que leur potentiel en tant que base de dispositifs de détection optique. Ensuite, une attention particulière a été portée aux structures plasmoniques intégrées, notamment les guides d'ondes de type MIM, qui se distinguent par leur capacité à confiner fortement le champ électromagnétique, tout en maintenant des dimensions compatibles avec les circuits photoniques.

La dernière partie de ce travail a été consacrée à la modélisation numérique du capteur à l'aide de la méthode FDTD via le logiciel RSoft/FullWAVE. Plusieurs configurations géométriques ont été simulées, avec l'introduction de cavités de différentes tailles et distributions, afin d'évaluer leur influence sur les performances du capteur. Les résultats ont montré que certaines configurations permettent d'atteindre des sensibilités allant jusqu'à 1500 nm/RIU, ce qui confirme la pertinence de l'approche géométrique dans l'optimisation des capteurs SPR.

En somme, cette étude a permis de démontrer l'efficacité des structures MIM dans la réalisation de capteurs optiques compacts, performants et adaptables à diverses applications de détection, notamment thermiques. Elle ouvre également la voie à des perspectives futures, telles que l'intégration sur puce, la fabrication expérimentale, ou encore l'adaptation à d'autres types de capteurs multi-paramètres (biochimiques, environnementaux, etc.).

Bibliographies

- [1] J. Homola, S. Yee, G. Gauglitz, “Surface Plasmon Resonance Sensors: Review,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 54, pp. 3–15, 1999.
- [2] K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp (eds.), “Introduction to Plasmons and Plasmonics,” in *Surface-Enhanced Raman Scattering: Physics and Applications*, Springer, 2006.
- [3] R.W. Wood, “On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum,” *Proc. Phys. Soc. Lond.*, vol. 18, p. 269, 1902.
- [4] U. Fano, “The Theory of Anomalies in Diffraction Gratings,” *Phys. Rev.*, 1941.
- [5] A. Hessel, A.A. Oliner, “A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings,” *Applied Optics*, 1965.
- [6] A. Otto, “Excitation of Nonradiative Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 216, 1968.
- [7] E. Kretschmann, H. Raether, “Radiative Decay of Nonradiative Surface Plasmons Excited by Light,” *Z. Naturforsch. A*, vol. 23, 1968.
- [8] B. Liedberg, C. Nylander, “Surface Plasmon Resonance for Gas Detection and Biosensing,” *Sensors and Actuators*, vol. 4, pp. 299–304, 1983.
- [9] A. Harhouz, “Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques,” Thèse, Univ. M'sila, 2017.
- [10] H. Ben Salah et al., “Design of mid infrared high sensitive metal-insulator-metal plasmonic sensor,” *Chinese J. of Physics*, vol. 61, pp. 86–97, 2019.
- [11] H. Bahri et al., “A High Sensitive Sensor Using MIM Coupled With a Rectangular Cavity Based on Fano Resonance,” *Preprint*, ResearchGate, 2021.
- [12] A. Harhouz, A. Hocini, “Highly sensitive plasmonic temperature sensor based on Fano resonances in MIM waveguide coupled with defective oval resonator,” *Opt. Quant. Electron.*, vol. 53, 2021.
- [13] M.A. Butt, S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, “Plasmonic refractive index sensor based on metal–insulator–metal waveguide,” *J. of Modern Optics*, 2019.
- [14] B. Abderrahmane, *Extension de la modélisation par FDTD en nano-optique*, Thèse, Univ. de Franche-Comté, 2008.
- [15] J.-P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *J. Comp. Phys.*, vol. 114, pp. 185–200, 1994.
- [16] S. Sital, E.K. Sharma, “Surface Plasmon Modes of Dielectric-Metal-Dielectric Waveguides,” *IOSR J. of Elec. and Comm. Eng.*, vol. 12, 2017.

- [17] A. Chelali, Y. Boutoui, *Conception et étude d'un capteur optique SPR basé sur une structure plasmonique*, Mémoire M2, Univ. M'sila, 2022.
- [18] C. Dab, *Amplification du champ proche par résonance plasmonique pour la spectroscopie Raman*, Thèse, 2013.
- [19] H. Ben Salah, *Étude des structures plasmoniques pour la réalisation de fonctions optiques intégrées*, Thèse, Univ. M'sila, 2021.
- [20] J.-Y. Laluet, "Éléments de plasmonique," Thèse, Univ. de Strasbourg, ISIS, 2009.
- [21] J. Sauvage-Vincent, *Les modes de plasmon sur film métallique ondulé*, Thèse, Univ. Jean Monnet, 2013.
- [22] D. Costantini, *Plasmonics in Nanostructured Films*, Thèse, Univ. Paris-Sud, 2013.
- [23] M. Couture, *Étude des propriétés plasmoniques des réseaux de nanotrous*, Mémoire de Master, Univ. de Montréal, 2012.
- [24] S. Maarouf, *Conception d'un biocapteur plasmonique : application pour la détection du gaz*, Mémoire de Master, Univ. Aïn Témouchent, 2021.
- [25] S. Amoudache, *Cristaux phononiques accordables : application au domaine des capteurs*, Thèse, Univ. Mouloud Mammeri, 2015.
- [26] W. Jiang et al., "Highly Sensitive Plasmon Refractive Index Sensor Based on MIM Waveguide," *Micromachines*, vol. 15, p. 987, 2024.
- [27] Y. Hao et al., "Fano resonance in a MIM waveguide with two asymmetric cavities," *Optics Communications*, vol. 292, pp. 74–79, 2013.
- [28] H. Ben Salah et al., "Plasmonic sensor with optimized elliptical cavity for enhanced sensitivity," *Optics & Laser Technology*, vol. 145, 2021.
- [29] S. Lechêne et al., "SPR-Based Optical Fiber Sensors: A Review," *Sensors*, vol. 19, no. 21, p. 4807, 2019.
- [30] M. Malek et al., "Recent Advances in Plasmonic Sensors," *Sensors*, vol. 20, p. 4765, 2020.
- [31] H. Slavík, "Refractive index sensing using bent optical fiber SPR sensors," *Sensors and Actuators B*, vol. 174, 2012.
- [32] A. Densmore et al., "Silicon photonic wire biosensor array for multiplexed real-time and label-free molecular detection," *Optics Letters*, vol. 34, no. 23, pp. 3598–3600, 2009.
- [33] M. Sepulveda et al., "Optical biosensor microsystems based on nanostructured materials," *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, vol. 393, pp. 2073–2080, 2009.
- [34] K. Aït-Ameur et al., "Capteurs optiques à fibre : état de l'art et perspectives," *Techniques de l'ingénieur*, J3465, 2012.
- [35] Y. Shevy, "Plasmonics: Guiding light beyond diffraction," *Science*, vol. 313, p. 775, 2006.

- [36] M. Sarrazin et al., “Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes,” *Phys. Rev. B*, vol. 67, 2003.
- [37] J. Renger et al., “Surface-enhanced infrared spectroscopy using metal–insulator–metal antennas,” *J. Phys. Chem. C*, vol. 114, pp. 7480–7485, 2010.
- [38] Y. Jin et al., “A new plasmonic sensor based on asymmetric MIM waveguide,” *Plasmonics*, vol. 8, pp. 1207–1212, 2013.
- [39] H. Hao et al., “Nanoscale Temperature Sensing Using Localized Surface Plasmon Resonance,” *Nano Letters*, vol. 15, pp. 8000–8006, 2015.
- [40] Y. Lu et al., “Nanostructured plasmonic sensors,” *Nano Today*, vol. 6, pp. 26–40, 2011.
- [41] M. Mahmoudi et al., “Magnetic nanosensors for early detection of diseases,” *Chemical Reviews*, vol. 111, pp. 253–280, 2011.
- [42] B. Liedberg et al., “Gas Detection Using Surface Plasmon Resonance,” *Sensors and Actuators B*, vol. 11, pp. 63–72, 1993.
- [43] E. Kretschmann, “Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen,” *Z. Physik*, vol. 241, 1971.
- [44] A. Hocini et al., “Optimized Plasmonic Sensor Based on MIM Waveguide,” *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 33, no. 8, pp. 969–983, 2019.
- [45] M. Azzouz et al., “SPR sensors using multimode optical fibers: Review and experimental comparison,” *Optical Fiber Technology*, vol. 50, 2019.
- [46] A. Vial, T. Laroche, “Comparison of gold and silver for surface plasmon resonance,” *Opt. Comm.*, vol. 259, pp. 730–735, 2006.
- [47] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 111, 1988.
- [48] P. Berini, “Long-range surface plasmon polaritons,” *Advances in Optics and Photonics*, vol. 1, pp. 484–588, 2009.
- [49] Synopsys, *RSoft Photonic Device Tools*, FullWAVE & CAD Manual, 2022.
- [50] F. Monticone et al., “Full-wave simulations of optical nanoantennas,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 53, pp. 35–43, 2011.
- [51] S. Lou, Z. Han, “SPR sensor optimization in optical fiber,” *Sensors and Actuators B*, vol. 274, 2018.
- [52] C. D. Geddes, J. R. Lakowicz, *Plasmonics in Biology and Medicine*, Springer, 2007.
- [53] R. L. Olmon et al., “Optical dielectric function of gold,” *Phys. Rev. B*, vol. 86, 2012.
- [54] M. Bosnick, “Surface Plasmon Resonance,” *University of Toronto Lecture Notes*, 2015.

- [55] T. Chung et al., “Plasmonic Nanostructures for Sensing Applications,” *Nano Today*, vol. 6, no. 5, pp. 548–567, 2011.
- [56] A. Otto, “Excitation of Surface Plasmons,” *Surface Science*, vol. 75, 1978.
- [57] K. Willets, R. Van Duyne, “Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy and Sensing,” *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 58, 2007.
- [58] J. D. Joannopoulos et al., *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 2008.
- [59] S. Nie, S.R. Emory, “Probing Single Molecules and Single Nanoparticles by Surface-Enhanced Raman Scattering,” *Science*, vol. 275, 1997.
- [60] C. Genet, T.W. Ebbesen, “Light in tiny holes,” *Nature*, vol. 445, pp. 39–46, 2007.
- [61] H. Slavík et al., “Tetra-tapered fiber SPR sensor for multi-index detection,” *Optics Express*, vol. 28, 2020.
- [62] A. Hocini, H. Ben Salah, “SPR sensing based on novel multi-step fiber configuration,” *Optik*, vol. 180, 2019.